PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7 — 1. April 1930 — Redaktionsschluß für Nr. 9 am 10. April 1930. — 31. Jahrgang

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

F. Hopfner, Zur Dreiachsigkeit der Erdfigur und Begründung der Lehre von der Isotasie. S. 289.

Originalmitteilungen:

M. J. Nacken, Die Schwärzung photographischer Platten durch Elektronenstrahlen. S. 296.

R. Sänger, Bestimmung des elektrischen Momentes eines Moleküls aus dem Temperaturverhalten der Dielektrizitätskonstanten. S. 306.

Th. Wulf, Ein neues Hochspannungselektrometer. (Erste Mitteilung.) Mit Tafel II. S. 315.

J. Vrede, Über Detektoren. S. 323.

G. Goubau, Eine Methode zur Untersuchung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre. Mit Tafel III. S. 333.

W. Widder, Ein einfaches Übungsgerät zum Nachweis des Gesetzes von Gay-Lussac und zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten der Luft. S. 334.

O. Prochnow, Zur Blitzforschung. Mit Tafel IV. S. 335.

Besprechungen:

Handbuch der Experimentalphysik. Bd. VIII, 1: A. Eucken, Energie- und Wärmeinhalt S. 338.

F. Schmid, Das Zodiakallicht. S. 339.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Systemnummer 50: Eisen, Teil A, Lieferung 1. S. 340.

J. R. Carson, Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung. S. 340.

W. H. Westphal, Physik. S. 341.

M. v. Rohr, Joseph Fraunhofers Leben, Leistungen und Wirksamkeit. S. 341.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. I. Band, 3. Teil, 11. Auflage: Akustik. S. 342.

H. Fletscher, Speech and Hearing. S. 342.

Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 310. S. 343.

O. v. Schubert, Die dreijährige Luftdruckwelle. S. 343.

R. Defant, Meteorologie. Fünfte, umgearbeitete Aufl. S. 343.

H. Haalck, Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik. S. 344.

H. Lundegårdh, Die quantitative Spektralanalyse der Elemente und ihre Anwendung auf biologische, agrikulturchemische und mineralogische Aufgaben. S. 344.

Personalien. S. 344.

Gesuche. S. 344.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Zur Dreiachsigkeit der Erdfigur und Begründung der Lehre von der Isotasie.

Von F. Hopfner.

Es sind bald 15 Jahre her, seitdem die Frage nach der Dreiachsigkeit der Erdfigur durch F. R. Helmert[1]) wieder zur Diskussion gestellt worden ist; seither wird diese Frage in der geodätischen und geophysikalischen Literatur beständig erörtert. Nach Helmert haben noch A. Berroth[2]) und zuletzt W. Heiskanen[3]) aus den zu ihrer Zeit vorliegenden Schwerkraftmessungen dreiachsige Erdfiguren berechnet. Letzterer erhielt, nachdem er die Beobachtungen isostatisch reduziert hatte, 345 m für den Unterschied $a-b$ der beiden Halbachsen im Äquator; die große Achse schneidet den Erdäquator in den Punkten 18° und 198° östlicher Länge von Greenwich; für die Abplattung längs des 18. Längengrades hat sich 1/294,3 und längs des 198. Längengrades 1/299,0 ergeben. Diese Resultate stimmen mit den Ergebnissen Helmerts und Berroths in qualitativer Hinsicht gut überein. Auch diese haben übrigens die Schwerkraftmessungen einem im Wesen isostatischen Reduktionsverfahren unterworfen. Beide reduzierten nämlich die beobachteten Schwerkraftwerte nach der sogenannten Freiluftformel auf die Niveaufläche in Meereshöhe, d. h. sie reduzierten die Beobachtungswerte so, als ob die Anziehung der über diese Niveaufläche herausragenden Massen (Kontinente) nichts zum beobachteten bzw. reduzierten Schwerkraftwerte beitragen würde. Dieser Vorgang läßt sich offensichtlich nur durch die Annahme physikalisch begründen, daß der sichtbare Massenüberschuß durch einen unsichtbaren Massen-

1) Neue Formeln für den Verlauf der Schwerkraft im Meeresniveau beim Festlande, Berl. Akad. Ber. 41. 1915.

2) Die Erdgestalt und die Hauptträgheitsmomente A und B der Erde im Äquator aus Messungen der Schwerkraft, Gerlands Beitr. z. Geoph. **14**, 1916.

3) Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie, Veröffentl. d. Finnischen Geodät.-Inst. **4**, Helsingfors 1924; Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid?, Gerlands Beitr. z. Geoph. **19**, 1928, s. auch Astr. Nachr. **5562**, 232. Bd., 1928.

defekt ausgeglichen wird. Die Reduktion nach der Freiluftformel ist sonach ein, wenn auch primitives isostatisches Reduktionsverfahren.

Die befriedigende Übereinstimmung zwischen den erzielten Ergebnissen ließ die Dreiachsigkeit der Erdfigur trotz des bestehenden Widerspruches zwischen diesem Ergebnis und der Theorie von den Gleichgewichtsfiguren als nahezu gesichert erscheinen. Erst in den letzten Jahren ist die Dreiachsigkeit der Erde hauptsächlich von M. Bossolasco[1]), K. Mader[2]) und R. Schwinner[3]) mit gewichtigen Einwänden ernstlich in Zweifel gezogen worden. Obzwar die Frage noch keineswegs geklärt ist und sie von Mader[4]) in allerletzter Zeit sogar zu einer interessanten Alternativfrage erweitert worden ist, besteht doch bereits die Möglichkeit zu einem abschließenden Urteil über die bisher vorliegenden dreiachsigen Erdfiguren von Helmert, Berroth und Heiskanen, wenn der Beurteilung die mathematisch-physikalische Theorie von der Erdfigur nach H. Bruns[5]) zugrunde gelegt wird.

1. Die mathematische Erdfigur.

Bruns versteht unter der Erdfigur die Schar der Niveauflächen im mechanischen Kraftfelde der Erde; hierdurch wird die Erforschung der Erdgestalt auf die Untersuchung der Kräftefunktion der Erde zurückgeführt. Diese stellt sich als die Summe zweier Kräftefunktionen dar:

$$W = V + \frac{1}{2}\,\omega^2 (x^2 + y^2);$$

die erste ist das Anziehungspotential des Erdkörpers, die zweite die Kräftefunktion der Fliehkraft. Da somit die Theorie aus dem Potentialbegriff entwickelt wird, ist sie auf den Fall sowohl isostatischer als auch nichtisostatischer Lagerung der Massen in der Erdkruste anwendbar. Aus den Eigenschaften der Kräftefunktion W und ihrer beiden ersten Ableitungen sowie aus deren Verhalten, insbesondere an den Sprungstellen der Dichte, folgt eine Reihe allgemeiner Sätze über die Gestalt der Niveauflächen der Erde, also der Geoide.

Für das Potential V setzt man die Existenz einer konvergenten Entwicklung nach allgemeinen Kugelfunktionen

$$V = \sum_{i=0}^{i=\infty} \frac{y_i}{l^{i+1}}$$

voraus; y_i ist Funktion der $2i + 1$ Konstanten $A_i^{(\rho)}$, $B_i^{(\rho)}$, deren Wert von der Massenanordnung im Erdkörper abhängt. Es liegt daher kein Grund zu der Annahme vor, daß der Absolutbetrag der Konstanten $A_i^{(\rho)}$, $B_i^{(\rho)}$ für wachsende, aber endliche Werte von i beständig abnimmt[1]). Verlegt man den Ursprung des Koordinatensystems in den Schwerpunkt und läßt die Koordinatenachsen mit den Hauptträgheitsachsen des Erdkörpers zusammenfallen, so ist bekanntlich

$$y_0 = E,\ y_1 = 0,$$

$$y_2 = -\frac{3}{2}\left[C - \frac{1}{2}(A+B)\right]\left(\sin^2\psi - \frac{1}{3}\right) + \frac{3}{4}(B - A)\cos 2(\lambda - \lambda_0)\cos^2\psi,$$

unter E die Erdmasse und unter $C > B > A$ die Hauptträgheitsmomente der Erde verstanden.

Man pflegt mit Bruns

$$\left.\begin{aligned} U &= \frac{y_0}{l} + \frac{y_2}{l^3} + \frac{1}{2}\,\omega^2 (x^2 + y^2), \\ T &= \sum_{i=3}^{i=\infty} \frac{y_i}{l^{i+1}}, \\ \text{also} \quad W &= U + T \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

zu setzen, wodurch die Kräftefunktion in zwei wesentlich verschiedene Bestandteile zerlegt wird; nur die Restfunktion T ist von der örtlich bedingten Massenanordnung im Erdinnern abhängig; U ist nämlich nur eine Funktion der Erdmasse und der Hauptträgheitsmomente.

Die weitere Theorie befaßt sich hauptsächlich mit dem Vergleiche der beiden Flächen gleichen Potentialwertes $W = K$ und $U = K$. Die letztere Fläche — das Niveausphäroid — zeigt Symmetrie zur xy-Ebene und ist überdies eine Rotationsfläche, wenn die Hauptträgheitsmomente A und B in der Äquatorebene der Erde als gleich groß angesehen werden. Unter dieser Voraussetzung unterscheidet sich das Niveausphäroid kaum von einem Rotationsellipsoid gleicher äquatorealer Halbachse und gleicher Abplattung. Die Ableitung von U nach der äußeren Normalen $\partial U/\partial N = -\gamma$ liefert die Schwerkraftbeschleu-

1) Sur ellipticité de l'équateur terrestre, Paris Compt. Rend. **187**, 1928, **188**, 238 u. 694, 1929.

2) Der Einfluß der Verteilung von Wasser und Land auf die Trägheitsmomente A und B der Erde im Äquator, Gerlands Beitr. z. Geoph. **18**, 1927; vgl. auch M. Brillouin, Centre de gravité et moments d'inertie des océans, conséquences mécaniques, Bull. géodésique **11**, 1926, **18**, 1928; K. Jung, Die Wirkung der Kontinente und Ozeane auf die Differenz A-B der Hauptträgheitsmomente der Erde im Äquator, Zeitschr. f. Geoph. **4**, 1928; R. Wavre, Sur les moments d'inertie de l'ellipsoide terrestre, Genf, Soc. de phys., C. R. **46**, 1929.

3) Über die Gestalt der Erde, Zeitschr. f. Geoph. **2**, 214, 1926.

4) Die dreiachsige Erdfigur und die Isostasie, Gerlands Beitr. z. Geoph. **22**, 1929.

5) Die Figur der Erde, Berlin 1878.

1) Vgl. hierzu die Ausführungen R. Schwinners S. 290 a. a. O. 3.

nigung in einem Punkte des Niveausphäroids. Man nennt γ die theoretische Schwere, da in ihr die Wirkung der örtlichen Massenanordnung wegen $T = 0$ nicht in Erscheinung tritt. Aus demselben Grunde kommt auch im Clairautschen Theorem $\alpha + \beta = \frac{5}{2}\varphi$ die Wirkung der örtlichen Massenanordnung nicht zum Ausdruck; denn, wie bekannt, läßt sich das Theorem aus den Oberflächenwerten von $\partial U/\partial N$ in der Weise ableiten, daß man sie für den Äquator und die Pole des Niveausphäroids bildet und sodann passend miteinander verbindet.

Das Niveausphäroid $U = K$ hat Bruns als die für die wissenschaftlich orientierte Geodäsie geeignetste, gewissermaßen schon von der Natur selbst gegebene Bezugsfläche bezeichnet. Die Abweichungen N des Geoids $W = K$ von diesem Niveausphäroid gleichen Potentialwertes in der Richtung der Normalen gibt das Theorem von Bruns

$$N = -\frac{T}{\gamma \cos \varepsilon}, \qquad (2)$$

(N positiv im Außenraum des Geoids),

in dem ε den Winkel bezeichnet, den die Normalen in den Schnittpunkten der Lotlinie mit den beiden Flächen untereinander einschließen. Der Wert der Restfunktion T mißt daher, von dem nahezu konstanten Nenner abgesehen, die Abweichungen des Geoids vom Niveausphäroid. Die Hebungen und Senkungen des Geoids sind also, wie die sie erzeugenden Massenunregelmäßigkeiten, als nur örtliche Erscheinungen zu werten, wenn auch die Abweichungen bei der für die Erde vorliegenden Wasser- und Landverteilung sich über weite Gebiete erstrecken können. Einer Hebung des Geoids über das Niveausphäroid gleichen Potentialwertes entspricht ein positiver, einer Senkung ein negativer Wert der Restfunktion.

2. Folgeerscheinungen der isostatischen Reduktionsverfahren[1]).

Die Lehre vom Massenausgleich, die sogenannte Isostasie, fordert bekanntlich, daß sich sowohl die sichtbaren als auch die unsichtbaren Massenunregelmäßigkeiten der Erde derart kompensieren, daß in einer gewissen Tiefe eine Ausgleichsfläche des Druckes, d. h. eine Niveaufläche, von solcher Beschaffenheit existiert, so daß auf gleichen Flächenelementen, denen aber immerhin lineare Dimensionen von einigen hundert Kilometern zukommen können, annähernd gleich große Massen lagern. Die isostatische Reduktion besteht daher im Wesen darin, daß eine Idealisierung der Massenverteilung bis zur Ausgleichsfläche hinab vorgenommen wird, indem die Massendefekte durch die Massenüberschüsse kompensiert werden. Durch einen weitgehenden Massenausgleich sucht man eine Erdmasse zu erzeugen, die von allen lokalen Massenunregelmäßigkeiten befreit ist[1]). In der Entwicklung der Kräftefunktion W' einer solchen Erdmasse sind nach dem früher Bemerkten alle y'_i für $i > 2$ Null. Die Niveauflächen $W' = K$ der isostatisch behandelten Erde fallen daher mit ihren Niveausphäroiden gleichen Potentialwertes $U' = K$ zusammen. Es ist also

$$W' \equiv U' = \frac{y'_0}{l} + \frac{y'_2}{l^3} + \frac{1}{2}\omega^2 (x^2 + y^2).$$

Die Gesamtmasse der Erde erfährt durch die isostatischen Reduktionsverfahren keine Änderung; es ist daher $y'_0 = E$; der isostatische Massenausgleich kann sich somit nur in der allgemeinen Kugelfunktion y'_2 auswirken, deren Koeffizienten $A'^{(p)}_2$, $B'^{(p)}_2$ alsdann von den korrespondierenden Koeffizienten $A^{(p)}_2$, $B^{(p)}_2$ der Entwicklung (1) im allgemeinen verschieden sein müssen. Aus der Formel

$$\begin{aligned} y'_2 = {} & A'^{(0)}_2 \left(\sin^2\varphi - \frac{1}{3}\right) \\ & + (A'^{(1)}_2 \cos\Theta + B'^{(1)}_2 \sin\Theta) \sin\varphi \cos\varphi \\ & + (A'^{(2)}_2 \cos 2\Theta + B'^{(2)}_2 \sin 2\Theta) \cos^2\varphi \end{aligned}$$

erkennt man, daß die Niveausphäroide $U' = K$ nur dann symmetrisch zur Äquatorebene sind, wenn $A'^{(1)}_2 = B'^{(1)}_2 = 0$ ist, und daß sie Rotationsfiguren sind, wenn auch noch $A'^{(2)}_2 = B'^{(2)}_2 = 0$ ist. Wie bekannt, verlangen die isostatisch reduzierten Schwerkraftwerte zu ihrer Darstellung durch die Clairautsche Formel in dieser einen von der geographischen Länge abhängigen Term. Die Bezugsfläche der isostatisch reduzierten Schwerkraftwerte ist somit keine Rotationsfigur. Die Werte der Koeffizienten $A'^{(2)}_2$ $B'^{(2)}_2$ müssen daher von Null verschieden angenommen werden. Hingegen kann man die Koeffizienten $A'^{(1)}_2 = B'^{(1)}_2 = 0$ setzen, da eine zur Äquatorebene unsymmetrische Schwerkraftverteilung bisher mit Sicherheit nicht nachgewiesen werden konnte. Sind die Trägheitsmomente der isostatisch behandelten Erde $C' > B' > A'$, so ist demnach für sie die allgemeine Kugelfunktion zweiter Ordnung durch die Formel

$$\begin{aligned} y'_2 = {} & -\frac{3}{2}\left[C' - \frac{1}{2}(A' + B')\right]\left(\sin^2\psi - \frac{1}{3}\right) \\ & + \frac{3}{4}(B' - A')\cos 2(\lambda - \lambda_0)\cos^2\psi \end{aligned}$$

1) F. Hopfner, Zur Frage nach der Erdgestalt, Astr. Nachr. **5817**, 235. Bd., 1929; vgl. auch Isostasie und Dreiachsigkeit der Erdfigur, Gerlands Beitr. z. Geoph. **20**, 1928.

1) A. Prey, Die Theorie der Isostasie, ihre Entwicklung und ihre Ergebnisse, Ergebn. d. ex. Naturwiss. **4**, Berlin 1925.

zu erklären, in der der Unterschied der beiden Hauptträgheitsmomente in der Äquatorebene $B' - A'$ nicht verschwindend klein ist.

Wir sind damit zu einem ersten Ergebnis gekommen: Die isostatischen Reduktionsverfahren erzeugen künstliche Geoide, die ihre eigenen Niveausphäroide sind; diese sind durch die Gleichung

$$\frac{1}{2}\,\omega^2 l^5 \cos^2\psi - Kl^3 + El^2 - \frac{3}{2}\left[C' - \frac{1}{2}(A' + B')\right]\left(\sin^2\psi - \frac{1}{3}\right) + \frac{3}{4}(B' - A')\cos 2(\lambda - \lambda_0)\cos^2\psi = 0 \qquad (3)$$

bestimmt, in der C', B', A' Konstante bedeuten, deren Werte sich im allgemeinen ein wenig von den Werten der Hauptträgheitsmomente $C > B > A$ der Erde unterscheiden. Mit der Bestimmung der Größenverhältnisse und der Abplattung dieser Niveausphäroide befassen sich alle jene Arbeiten, die der Erforschung der Erdfigur isostatisch reduzierte Beobachtungen zugrunde legen.

Mit der Veränderung der Hauptträgheitsmomente der Erde durch die isostatischen Reduktionsverfahren ist im allgemeinen auch eine Lagenänderung der Hauptträgheitsachsen im Erdkörper verbunden. Die durch diese Reduktionsverfahren erzeugten Veränderungen in der Massenanordnung im Erdinnern verschieben nämlich die in der Äquatorebene gelegenen Hauptträgheitsachsen dann beträchtlich, wenn die verschobenen Massen von der Größenordnung des Unterschiedes $B-A$ der äquatorealen Hauptträgheitsmomente sind; das Ausmaß der Verlagerung kann nur sehr unsicher bestimmt werden[1]). Man sieht das auch ohne mathematische Beweisführung leicht ein. Wären nämlich die beiden äquatorealen Hauptträgheitsmomente der Erde einander gleich, — in Wirklichkeit unterscheiden sie sich nur sehr wenig voneinander — so bliebe die Richtung einer Hauptträgheitsachse in der Äquatorebene willkürlich wählbar. Nach jeder Massenveränderung müßten daher die in der Äquatorebene neu entstandenen zwei Hauptträgheitsachsen im allgemeinen große Winkel mit den ursprünglichen Richtungen einschließen.

Unter Bezugnahme auf das erste Ergebnis dieses Abschnittes kann man daher sagen: Der Nachweis einer etwa vorhandenen Dreiachsigkeit der Erde kann durch isostatische Methoden wegen der durch sie hervorgerufenen Änderungen in den Hauptträgheitsmomenten und in den Richtungen der Hauptträgheitsachsen der Erde nicht erbracht werden. Die dreiachsigen Erdfiguren Helmerts, Berroths und Heiskanens tragen daher nichts zur Beantwortung der Frage nach der Dreiachsigkeit der Erde bei.

Im Wesen laufen eben die isostatischen Reduktionsverfahren darauf hinaus, die zu bestimmende Erdfigur im voraus in einem nur schwer zu übersehenden Ausmaße abzuändern und sodann die Gestalt der geänderten Figur zu bestimmen. Man gab sich daher einer Illusion hin, als man in diesen künstlichen Erdfiguren eine Bereicherung oder Verfeinerung der bisherigen Kenntnisse von der Erdgestalt erblicken wollte.

3. Hayfords Ellipsoid.

Die Art der Wirkung der isostatischen Reduktionsverfahren tritt sinnfällig in Erscheinung, wenn man sich vor Augen hält, daß diese Reduktionsverfahren auf eine Verflachung der Hebungen und Senkungen, also der Undulationen der Geoide hinarbeiten. Da nämlich durch die isostatische Reduktion alle Kugelfunktionen y_i für $i > 2$ zum Verschwinden gebracht werden, wird hierdurch — wie die Gleichungen (1) und (2) zeigen — die Restfunktion T und daher auch N null; wirklich ist ja das Niveausphäroid (3) frei von jeder Undulation.

Die Erkenntnis, daß die isostatischen Reduktionsverfahren künstliche Niveauflächen erzeugen, die ihre eigenen Niveausphäroide sind, führt auch zu neuen Gesichtspunkten für die Beurteilung jener bestanschließenden Ellipsoide, die aus isostatisch behandelten Lotabweichungen abgeleitet wurden. Den ersten derartigen Versuch unternahm, wie bekannt, J. F. Hayford bei der Berechnung des nach ihm benannten Ellipsoides; ihm folgten H. L. Chrostwait bei der Bearbeitung der indischen und W. Heiskanen bei der Bearbeitung der europäischen Gradmessungen[1]). Das Verfahren zur Bestimmung bestanschließender Ellipsoide besteht bekanntlich im Grunde darin, ein vorgegebenes Ellipsoid entweder durch passende Verdrehung im Raume oder durch seine geeignete Deformation in ein anderes Ellipsoid oder durch beide Operationen zusammengenommen dem Geoide innerhalb eines vorbezeichneten Bereiches möglichst gut anzupassen. Man kann nicht bezweifeln, daß die geforderte Anpassung an eins der Niveausphäroide (3) — wegen der hier fehlenden Un-

1) F. Hopfner, Isostasie und Hauptträgheitsachsen, Gerlands Beitr. z. Geoph. **21**, 1929.

1) J. F. Hayford, The figure of the earth and isostasy from measurements in the United States, Coast and Geodetic Survey, Washington 1909; Supplementary investigation, ebenda 1910; H. L. Chrostwait, Investigation of the theory of isostasy in India, Survey of India, 1912, Professional paper 13; W. Heiskanen, Die Erddimensionen nach den europäischen Gradmessungen, Veröffentl. d. Finnischen Geod. Inst. **6**, Helsingfors 1926.

dulationen — besser gelingen wird als an das Geoid gleichen Potentialwertes. Es ist daher schon a priori zu erwarten, daß sich nach durchgeführter isostatischer Reduktion der Lotabweichungen die bei der Ausgleichung übrigbleibenden Lotstörungen als sehr klein herausstellen werden. Man wird daher — ebenfalls a priori — auch sehr kleine mittlere Fehler in den zu bestimmenden Parametern des bestanschließenden Ellipsoids erwarten dürfen. Wirklich haben sich für die Halbachse und die Abplattung des Hayfordschen Ellipsoids die bekannt kleinen mittleren Fehler ergeben, und man ist vielfach geneigt, den Parametern Hayfords deswegen eine besondere Genauigkeit zuzusprechen. Dieses Urteil ist wenigstens vorläufig übereilt, da die Kleinheit der mittleren Fehler nur eine notwendige Folgeerscheinung des angewendeten isostatischen Reduktionsverfahrens ist. Damit ist der einzige Grund hinfällig geworden, der bis jetzt die Geodäten einigermaßen berechtigte, Hayfords Ellipsoid vor den übrigen bisher berechneten Erdellipsoiden eine Vorzugsstellung einzuräumen.

Als ein großer Erfolg der Lehre von der Isostasie wird die erreichte Übereinstimmung der Werte für die Abplattung aus den Gradmessungen einerseits und den Schwerkraftmessungen andererseits betrachtet. Aber auch da hat man es mit einer notwendigen Folgeerscheinung der isostatischen Reduktionsverfahren zu tun, der keinerlei Beweiskraft für den mit 1/297 errechneten Wert der Abplattung zukommt[1]). H. Bruns zeigte nämlich, daß sich die aus den Schwerkraftmessungen einerseits und den Gradmessungen andererseits nach den üblichen Verfahren bestimmten Werte für die Abplattung wegen der Undulationen der Geoide notwendigerweise um einen Betrag voneinander unterscheiden müssen, der der Wirkung der Undulationen proportional ist[2]). Bringt man also durch ein isostatisches Reduktionsverfahren die Undulationen zum Verschwinden, so ist die Übereinstimmung der auf beiden Wegen ermittelten Abplattungswerte eine notwendige Folge der angewendeten Reduktion. Es befassen sich eben alle jene Arbeiten, die der Erforschung der Erdfigur isostatisch reduzierte Beobachtungswerte zugrundelegen, nur mit der Bestimmung der Größenverhältnisse und der Abplattung der künstlich erzeugten Niveausphäroide (3), aber keineswegs mit der Erforschung jener mathematischen Erdfigur, die der Anziehung der im Erdkörper gegebenen Massenanordnung ihre Entstehung verdankt.

1) F. Hopfner, Eine Folgeerscheinung der isostatischen Reduktion, Gerlands Beitr. z. Geoph. **20**, 1928.

2) H. Bruns, S. 290 a. a. O. 5.

4. Zweifel an der Lehre von der Isostasie.

Die Unzweckmäßigkeit der Anwendung isostatischer Reduktionsverfahren bei subtilen Untersuchungen über die mathematische Erdfigur erschüttert an und für sich in keinerlei Weise die Lehre von der Isostasie, die sich auf eine Reihe von der Geophysik, Geologie, Seismologie und Ozeanographie beigebrachten Nachweisen stützt. Immerhin hat die Hypothese von der isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste nicht durchwegs befriedigt. Weite Gebiete auf der Erde scheinen nur teilweise oder gar nicht kompensiert zu sein; überdies hat sich die Tiefe der Ausgleichsfläche, also der Niveaufläche gleichen Druckes, keineswegs überall als gleich groß herausgestellt; die Tiefe schwankt innerhalb weiter Grenzen, denn es haben sich für sie Werte zwischen rund 50 und 300 km ergeben. Wie K. Mader[1]) bemerkt, führt die Hypothese von der Isostasie aber auch im einzelnen nicht zu Ergebnissen, die einigermaßen befriedigen könnten. Die nach durchgeführter isostatischer Bearbeitung der Schwerkraftwerte verbleibenden Reste (Schwerkraftstörungen) sind nämlich gelegentlich nur halb so groß als jene, die sich ohne Anwendung der isostatischen Methode einstellen; allerdings verschwinden manchmal die Reste für einzelne Stationen, aber sie tauchen dafür manchmal in etwa halber Größe an anderen Stellen wieder auf, die vorher nur geringfügige Reste aufwiesen. Aber die Lehre von der Isostasie dürfte in allerletzter Zeit sogar in einem ihrer Fundamente erschüttert worden sein; das bisher allgemein als gesichert hingenommene Ergebnis der Schwerkraftmessungen von den sogenannten Überschweren über den Weltmeeren und den Unterschweren über den Festländern ist nämlich seit kurzem zumindest fraglich geworden[2]).

Die Erklärung für diese neueste Wendung liegt in der Unvollständigkeit der bisher geübten Verfahren zur Reduktion der beobachteten Schwerkraftwerte. Das Clairautsche Theorem und ebenso die Clairautsche Formel $\gamma = \gamma_0 (1 + \beta \sin^2 \psi)$ beziehen sich auf das Niveausphäroid $U = K$. Die beobachteten Schwerkraftwerte wären daher nicht nur, wie es bisher geschieht, auf eine gemeinsame Niveaufläche $W = K$, sondern auch noch auf das Niveausphäroid $U = K$ gleichen Potentialwertes zu reduzieren. Die Übertragung der Schwerkraftwerte von der ersteren zur letzteren Fläche vollzieht der Term von Bruns $N \partial g / \partial N$. Er wirkt, wenn er unbe-

1) S. 290 a. a. O. 4, 324—25.

2) F. Hopfner, Zur Begründung der Lehre von der Isostasie, Gerlands Beitr. z. Geoph. **32**, 1929.

rücksichtigt bleibt, wie ein systematischer Beobachtungsfehler in den Schwerkraftbeschleunigungen g — abgesehen natürlich von den Störungen, die durch die Wirkung rein lokaler, nämlich engbegrenzter Massenunregelmäßigkeiten entstehen können; denn der Term ist, da im allgemeinen $\partial g/\partial N < 0$ ist, über den Festländern ($N < 0$) positiv und über den Weltmeeren ($N > 0$) negativ. Setzt man zur Abschätzung der Größenordnung dieses Terms $\partial g/\partial N = -2g/a$ mit $g = 9{,}8\ m$, $a = 6{,}4 \times 10^6\ m$, so erhält man für verschiedene Annahmen über die Größe der Undulation N die folgende Tafel:

N	$N\frac{\partial g}{\partial N}$	N	$N\frac{\partial g}{\partial N}$
$\pm$ 10 m	$\mp$ 0,003 cm	$\pm$ 100 m	$\mp$ 0,030 cm
$\pm$ 25 „	$\mp$ 0,007$_5$ „	$\pm$ 200 „	$+$ 0,060 „
$\pm$ 50 „	$\mp$ 0,015 „	$\pm$ 300 „	$+$ 0,090 „
$\pm$ 75 „	$\mp$ 0,022$_5$ „	$\pm$ 400 „	$+$ 0,120 „
$\pm$ 100 „	$\mp$ 0,030 „	$\pm$ 500 „	$+$ 0,150 „

Wie man sieht, ist der Absolutbetrag des Terms von Bruns wesentlich abhängig vom Absolutbetrag der Undulation N. Über deren Größe ist derzeit so gut wie gar nichts sicheres bekannt; denn die bisherigen Angaben über die von den Kontinenten bzw. von den Ozeanen erzeugten Undulationen — 100 m, vielleicht auch 1000 m — sind Schätzungen, deren Zuverlässigkeit bezweifelt werden darf. Sicherlich sind aber die Undulationen — wie man heute schon mit Gewißheit behaupten kann — so groß, daß der Term von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte nicht vernachlässigt werden darf. Diese Erkenntnis verdankt man W. Bowie[1]), der bei der Bearbeitung der Schwerkraftwerte — also auf empirischem Wege — zur Einsicht gelangt ist, daß die Abweichungen der Niveaufläche $W = K$ vom Niveausphäroid gleichen Potentialwertes $U = K$ bei der Reduktion der Schwerkraftwerte berücksichtigt werden müssen; denn die von der Union géodésique et géophysique internationale nach ihm benannte Reduktion — der Term von Bowie — ist der Term von Bruns.

5. Der Unterschied zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten.

Seitdem die Erkenntnis von der Unmöglichkeit der Vernachlässigung des Terms von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte gewonnen ist, können die hieraus für die Geophysik und insbesondere für die Lehre von der Isostasie sich einstellenden Folgerungen nicht mehr unberücksichtigt bleiben. Einen Einblick in die folgenschwerste von ihnen erhält man wieder am besten, wenn auf Bruns Theorie von der Erdfigur zurückgegangen wird.

Der Unterschied $g - \gamma$ der Schwerkraftbeschleunigung in zusammengehörigen Punkten der Niveaufläche $W = K$ und des Niveausphäroids gleichen Potentialwertes $U = K$ — es sind das jene beiden Punkte, in denen eine Lotlinie diese beiden Flächen schneidet — wird durch die Formel

$$g - \gamma = \frac{1}{\gamma}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{\partial T}{\partial z}\right) \quad (4)$$

gegeben; sie zeigt, daß man auch in den Störungen der Intensität nur örtlich bedingte Erscheinungen erblicken darf. Diesen fast den Charakter zufälliger Fehler tragenden Störungen steht jene viel erörterte Störung systematischen Charakters gegenüber, deren Ursache bis zum heutigen Tage ausschließlich in einer verschiedenen Massenanordnung unterhalb der Festländer und Weltmeere gesucht wird. Wie Bruns bemerkt, gibt obige Formel noch nicht das, was man der bei Diskussion der Schwerkraftmessungen als Schwerkraftstörung zu bezeichnen gewohnt ist, nämlich den Unterschied zwischen der am Geoid $W = K$ beobachteten Schwerkraftbeschleunigung g und der in der üblichen Weise nach der Clairautschen Formel $\gamma' = \gamma_0'\ (1 + \beta \sin^2 \varphi)$ berechneten Schwerkraftbeschleunigung γ'; denn da letztere Beschleunigung zu einem Niveausphäroid des Arbeitswertes K' ($\neq K$) gehört, sind g und γ' Schwerkraftbeschleunigungen in korrespondierenden Punkten auf Flächen verschiedenen Arbeitswertes. Diesem Umstande kann dadurch Rechnung getragen werden, daß man aus der Relation $\gamma' = \gamma + N\partial g/\partial N$ den Wert von γ in (4) einträgt, so daß sich als Ausdruck für die Schwerkraftstörung im üblichen Sinne die Bezeichnung

$$g - \gamma' = \frac{1}{\gamma}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{\partial T}{\partial z}\right) - N\frac{\partial g}{\partial N} \quad (5)$$

ergibt. Den Wert des letzten Terms rechter Hand beeinflussen rein örtliche Massenunregelmäßigkeiten nur wenig. Er wirkt daher wie ein systematischer Beobachtungsfehler in den Schwerkraftbeschleunigungen g am Geoid $W = K$, da dieser Term über den Festländern positiv und über den Weltmeeren negativ ist. Unter sonst gleichen Umständen muß sich daher $g - \gamma'$ über den Meeren (algebraisch) größer ergeben als über den Festländern. Ohne Zuhilfenahme einer Ar-

1) Bull. géodésique **17**, 30, 1928; siehe auch W. Bowie, The effect of the shape of the geoid on values of gravity at sea, Science, 14, Washington, 1927.

beitshypothese ließe sich somit der Unterschied zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten ausschließlich aus dem systematischen Charakter dieses Gliedes erklären; infolgedessen findet auch die der Geologie entlehnte Hypothese von der verschiedenen Massenverteilung unterhalb der Festländer und Weltmeere — im Gegensatze zu der allgemein verbreiteten Ansicht — in den Ergebnissen der Schwerkraftmessungen keine Stütze. Glaubt man jedoch zufolge anderweiter geophysikalischer Erfahrungen an der Verschiedenheit der Massenanordnung unter den Festländern und Weltmeeren nicht mehr zweifeln zu dürfen, so müßte man notwendigerweise schließen, daß der Unterschied zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten auch durch ein systematisches Verhalten des Klammerausdruckes in (5) hervorgerufen wird, in dem die Restfunktion T die Wirkung der verschiedenen Massenanordnung zum Ausdruck bringen müßte. Der Term $N\varrho g/\partial N$ würde alsdann nur eine Verschärfung des schon durch den Klammerausdruck hervorgerufenen Unterschiedes zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten bewirken. Auch in diesem Falle käme dem bisher nicht beachteten Term von Bruns eine Bedeutung zu, die davor warnen müßte, den viel erörterten Unterschied zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten ausschließlich nur in der verschiedenen Massenanordnung unterhalb der Weltmeere und Festländer zu suchen.

Es lag nahe, die Formeln (4) und (5) unter gewissen vereinfachenden Annahmen auf die an der Erdoberfläche gegebenen Verhältnisse anzuwenden[1]). Man stelle sich zu diesem Behufe die Erde als eine homogene Kugel vom Radius a und der Dichte ϱ_m vor; dieser Kugel seien die Festländer und Weltmeere in der von der Natur gegebenen Verteilung aufgesetzt. Die Kontinente seien homogen und von der Dichte ϱ_1. Das Meerwasser besitze die Dichte ϱ'; unterhalb der Weltmeere, nämlich zwischen ihrer unteren Begrenzungsfläche und der Kugeloberfläche vom Radius a, befinde sich eine homogene Massenschichte der Dichte $\varrho'' > \varrho_1$. Diese Annahmen umfassen auch den — übrigens nur scheinbar allgemeineren — Fall, daß der Erdkern, wie es ja wahrscheinlich ist, konzentrische Schichtung aufweist. In der Tat ist das äußere Potential einer geschichteten Vollkugel gleich dem äußeren Potential einer homogenen Vollkugel von gleicher Masse.

Die getroffenen Annahmen führten zu folgenden beiden Formeln:

$$g - \gamma = -\frac{N\gamma}{2a}, \qquad g - \gamma' = \frac{3N\gamma}{2a}.$$

Die wahre und scheinbare Schwerkraftstörung — erstere verdankt nämlich ihre Entstehung allein nur der Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten im Gegensatze zur scheinbaren Schwerkraftstörung $g - \gamma'$, die aus der vereinigten Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten und des Terms von Bruns hervorgeht — haben somit entgegengesetztes Vorzeichen; absolut genommen ist die scheinbare Schwerkraftstörung dreimal so groß als die wahre Schwerkraftstörung. Man muß daher schließen:

a) Es ist der Term von Bruns, der die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten in der scheinbaren Schwerkraftstörung völlig überdeckt.

b) Man kommt zu ganz entgegengesetzten Vorstellungen über die Massenanordnung im Erdinnern, je nachdem man auf diese von der wahren oder von der scheinbaren Schwerkraftstörung aus schließt.

Die weittragende Bedeutung dieser Ergebnisse wird es entschuldigen, wenn auf ihre Folgen — obzwar sie auf der Hand liegen — näher eingegangen wird. Über den Weltmeeren ist $N > 0$; das Geoid senkt sich nämlich — von Massenunregelmäßigkeiten rein lokalen Charakters abgesehen — daselbst unter das Niveausphäroid gleichen Arbeitswertes herab; N fällt daher hier in die Richtung der äußeren Normalen zum Geoid und ist daher positiv. Über den Kontinenten ist $N < 0$; das Geoid erhebt sich daselbst über das Niveausphäroid gleichen Arbeitswertes; N fällt daher in die Richtung der inneren Normalen zum Geoid und ist daher negativ. Es gelten die Ungleichungen:

Weltmeere $N > 0$; $g - \gamma' > 0$, $g - \gamma < 0$,
Festländer $N < 0$; $g - \gamma' < 0$, $g - \gamma > 0$.

Die Ungleichungen für die scheinbare Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ erforderten zu ihrer Erklärung die Annahme eines Massenüberschusses unterhalb der Weltmeere und eines Massendefektes unterhalb der Kontinente; mit anderen Worten, diese Ungleichungen führten zur Kompensationstheorie und in weiterer Folge zur Lehre von der Isostasie, als Erfahrungstatsachen auf anderen Wissensgebieten auch Massenüberschüsse bzw. Massendefekte unterhalb der Weltmeere und Festländer wahrscheinlich machten. Es ist daher eine sehr wichtige Erkenntnis, daß für die Größe und das Vorzeichen der scheinbaren Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ nicht die Massenanordnung,

[1]) F. Hopfner, Über die Wirkung der Undulationen auf die Größe der scheinbaren Schwerkraftstörung, Gerlands Beitr. z. Geoph. **22**, 1929. Dagegen hat W. D. Lambert (Bruns term and the mathem. expression for the gravity anomaly, Gerlands Beitr. z. Geoph., **24**, 1930) kürzlich Stellung genommen; vgl. auch die Erwiderung F. Hopfners, ebenda.

sondern der Term von Bruns ausschlaggebend ist. Denn aus dieser Erkenntnis folgt, daß man die Ursache für das auffällige Verhalten der scheinbaren Schwerkraftstörung über den Ozeanen und Kontinenten bisher an falscher Stelle gesucht hat. Die Lehre von der Isostasie verliert damit einen ihrer wichtigsten Stützpunkte.

Betrachten wir die wahre Schwerkraftstörung $g - \gamma$. Sie bestätigt ohne Zuhilfenahme einer Hypothese die sinnfällige Beobachtung: Die Weltmeere sind ausgedehnte Massendefekte, die Festländer ausgedehnte Massenüberschüsse. Trotzdem können, wie das Beispiel zeigt, unterhalb der Ozeane Massenüberschüsse vorhanden sein, so daß die wahre Schwerkraftstörung nichts gegen die Lehre von der Isostasie aussagt.

Die Berechtigung des Rückschlusses von den Verhältnissen des gewählten Beispieles auf die von der Natur im Erdkörper gegebenen Verhältnisse mag bezweifelt werden; immerhin zeigt aber das Beispiel, daß die Wirkung des Terms von Bruns — ob man ihn nun bei der Reduktion der Schwerkraftmessungen in Hinkunft berücksichtigen wird oder nicht — strengster Nachprüfung bedarf. Hieran hat man es bisher bedauerlicherweise fehlen lassen.

Vom Standpunkte der Physik aus beurteilt stellt die Lehre von der Isostasie einen Versuch zur Lösung des „Umkehrproblems" der Potentialtheorie in seiner Anwendung auf die Theorie von der Massenanordnung im Erdinnern vor, insoweit nämlich die Dichteverteilung daselbst aus der Schwerkraftverteilung an der Erdoberfläche erschlossen werden soll. Wie bekannt, läßt das Umkehrproblem, wenn keinerlei weitere Hilfsmittel als die Sätze der Potentialtheorie herangezogen werden, keine eindeutige Lösung zu. Die Lehre von der Isostasie wird daher auch in dem Falle, daß vom mathematisch-physikalischen Standpunkte aus keinerlei Zweifel gegen sie vorgebracht werden könnte, zu ihrer sicheren Fundierung unbestreitbarer Beweismittel aus anderen Wissensgebieten bedürfen[1]); gegenwärtig stellt allerdings schon die bisher nicht beachtete Wirkung des Terms von Bruns in den zur Begründung der Lehre von der Isostasie herangezogenen Erscheinungen im Schwerkraftfelde der Erde diese Theorie einigermaßen in Frage.

1) Vgl. hierzu auch M. Brillouin, Champ de gravitation extérieur et densité dans la couche superficielle du globe. La question de l'isostasie. Bull. géodésique **18**, 1928; ferner Compt. Rend. Paris **180**, 987, **184**, 1609.

(Eingegangen 4. Oktober 1929.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Schwärzung photographischer Platten durch Elektronenstrahlen.

Von M. J. Nacken.

Die direkte Messung der Intensität von Elektronenstrahlen mit Galvanometer oder Elektrometer stößt bei vielen Untersuchungen auf Schwierigkeiten. Die Elektrizitätsmengen sind durchweg so gering, daß sie einer direkten Messung nicht mehr zugänglich sind, oder wenn es sich um die Beobachtung von Elektronenspektren handelt, würde das Ausmessen einzelner Stellen keinen sicheren Überblick über das gesamte Spektrum geben und überdies die Sicherheit der Ergebnisse trüben, da die Ausmessung zu verschiedenen Zeiten erfolgt.

Der Beobachtung mit Hilfe des Fluoreszenzschirmes gegenüber hat die Anwendung der photographischen Platte den Vorteil, daß Meßergebnisse für dauernd festgelegt werden, und den Vorzug der höheren Empfindlichkeit durch die Möglichkeit, kleine Effekte über große Zeiten zu summieren. Das Schwärzungsgesetz photographischer Platten für Elektronenstrahlen hoher Geschwindigkeiten aus radioaktiven Substanzen ist von W. Bothe und von H. Salbach untersucht worden. Von größter Wichtigkeit ist es, nachzuweisen, ob das Bunsen-Roscoesche Reziprozitätsgesetz auch für Elektronenstrahlen gültig ist, d. h. ob die Schwärzung für Strahlen gleicher Geschwindigkeit nur von dem Produkt Intensität × Expositionszeit abhängt, unabhängig von der Größe der einzelnen Faktoren.

Genauere Schwärzungsmessungen an langsamer bewegten Elektronen sind bisher nicht ausgeführt worden; die vorliegende Arbeit soll diese Lücke ausfüllen.

Ohne die Vorgänge bei der Absorption der Elektronen in der Schicht der photographischen Platte einer genaueren Untersuchung zu unterziehen, wurde die hervorgerufene Schwärzung unter der Einwirkung eines Kathodenstrahls, dessen Geschwindigkeit, Intensität und Expositionsdauer gemessen wurde, festgelegt.

Durch die Notwendigkeit, die Strahlintensität unabhängig von der Kathodenspannung in weiten Grenzen variieren zu können, ist die Glühkathode die gegebene Elektronenquelle. Beim

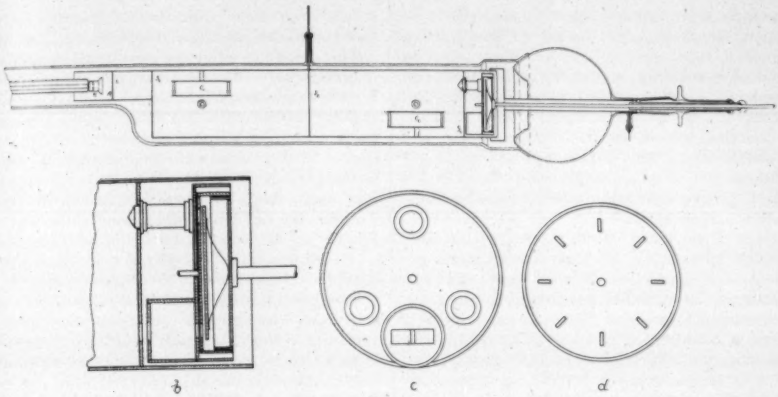


Fig. 1.

Entwurf der Apparatur, mußte das Bestreben darauf gerichtet sein, die Bahn des Kathodenstrahls vor elektrischen Feldern von außen her zu schützen und eine zusätzliche Belichtung der Platte durch das Licht der Glühkathode oder Röntgenstrahlen aus der Apparatur zu vermeiden. Die erstere Bedingung wurde dadurch erfüllt, daß der Apparat ganz mit geerdetem Metall umgeben war.

An Hand der Zeichnung (Fig. 1) läßt sich der mechanische Aufbau leicht verfolgen. Die in dem Feld zwischen der Glühkathode K und dem geerdeten Gehäuse beschleunigten Elektronen treffen auf die Anode A, welche mit einem Spalt S_1 von 1×4 mm² Querschnitt versehen ist. Ein diffuser Verlauf des ausgeblendeten Strahls wird durch eine zweite Blende S_2 von derselben Größe wie S_1 vermieden. Nach dem Eintritt in das weitere Metallrohr wird der Strahl in dem elektrischen Feld eines Plattenkondensators C_1 zur Rohrachse hin abgelenkt. Die Ablenkung des Strahls ist zum Schutz der photographischen Platte gegen das Licht der Glühkathode erforderlich. Außerdem dient diesem Zweck noch eine weitere Blende S_3 von 15×5 mm Querschnitt, welche in der Mitte des weiten Metallzylinders angebracht ist. Durch die Ablenkung des Strahls werden durch die Blende nur Elektronen gebracht, welche nahezu die gleiche Geschwindigkeit haben. Aus der Spannung am Kondensator und den Abmessungen des Apparates läßt sich die Geschwindigkeit des Strahls, welche aus der Kathodenspannung bekannt ist, nochmals festlegen. Das Verhältnis der Kathodenspannung zur Spannung am Kondensator ist ungefähr 1 : 10. Eine Kondensatorplatte ist mit dem Gehäuse leitend verbunden. In einem zweiten, gleich dimensionierten Kondensator C_2 wird dem Strahl seine ursprüngliche Richtung wiedergegeben. Durch vollkommen symmetrische Anordnung der Kondensatoren erübrigt sich eine Berücksichtigung der Inhomogenität des elektrischen Feldes an den Bändern des Kondensators. Vor Eintritt des Strahls in die photographische Kammer findet eine nochmalige Ausblendung durch einen Spalt S_4 von 5×15 mm² Querschnitt statt.

Die kreisrunde photographische Kammer besteht aus einem Kammermantel, der den Kassettendeckel und den Kassettenrücken in sich birgt. In der Fig. 1b ist ein Schnitt durch die Kammer in größerem Maßstab dargestellt. Fig. 1c gibt eine Aufsicht auf die Kammer und Fig. 1d eine Aufsicht auf den Kassettendeckel ebenfalls in größerem Maßstab.

Die Kammer ist gegen das Metallgehäuse durch drei Zylinder aus klarem Quarz isoliert und sicher in seiner Lage fixiert. Damit die reflektierten Elektronen der elektrischen Messung nicht entgehen, ist dem Mantel ein Faraday-Zylinder vorgebaut. Im Boden des Käfigs befindet sich ein Spalt von 1×5 mm² Querschnitt, der mit einem gleich großen Spalt im Kassettendeckel zur Deckung kommt. Der Deckel ist mit acht gleichen Spalten versehen und im Mantel drehbar angeordnet; die Führung erfolgt durch einen Bolzen. Deckel und Rücken der Kassette werden mit einem doppelten Bajonettverschluß ineinandergesetzt. Die photographische Platte wird, um Aufladungen abzuleiten, durch eine sie rückwärts ganz bedeckende Metallplatte gegen den Kassettendeckel gehalten. Die Metallplatte wird durch eine Blattfeder vom Kassettenrücken getragen. Die Stellung von Mantel und

Kassette wird durch eine Schnappfeder gesichert, so daß bei jeder Drehung die Spalte genau zur Deckung kommen. Am Kassettenrücken ist ein Bolzen befestigt, der an der anderen Seite in einem Drehschliff eingekittet ist und zum Anschluß des Strommessers dient. Der Kassettenrücken und der Drehstift sind durch geerdete Metallzylinder vor elektrischen Feldern geschützt. Die genaue Ausrichtung der Blenden und Kondensatoren wurde mit Hilfe des Kathetometers vorgenommen.

Zur Herstellung eines sicheren Kontaktes wurden fast alle elektrischen Verbindungen gelötet. Bei sämtlichen Blenden und den Zuführungen zu den Kondensatoren konnten die Verbindungen in dieser Weise leicht hergestellt werden. Schwieriger ist diese Aufgabe bei der Kassette zu lösen. Über den Führungsstift des Deckels wird eng passend ein Rohr geschoben, das mit einer Preßschraube festgehalten wird. Durch einen angelöteten, flexiblen Draht ist das Rohr mit dem Mantel und auch in derselben Weise der Deckel mit der Rückwand leitend verbunden. An dem herausragenden Drehstift wird die Zuleitung zum Meßinstrument angeschlossen.

Die beschriebene Metallapparatur wurde in einem Glaszylinder untergebracht. Die Glühkathode wird mit einem konischen Schliff eingesetzt. Die elektrischen Zuleitungen sind teils eingeschmolzen oder werden eng passend durch Glasansätze geführt und verkittet. Auf den Drahtstift ist mit Siegellack-Schellack-Siegellack ein geerdeter Metallzylinder aufgekittet, um Kriechströme vom Meßinstrument fernzuhalten. Zum Einlegen der Platten muß der ganze Kopf der Apparatur abgehoben werden. Durch die großen Abmessungen des Rohres zeigte sich ein konischer Schliff mit relativ geringer Neigung unzweckmäßig, da der Schliff durch die Evakuation derart eingepreßt wurde, daß er nur schwer abzuheben war. Deshalb wurde ein Kugelschliff benutzt, dessen Dichtungsfläche aus einer schmalen Kugelzone besteht. Der Anschluß der Röhre an die dreistufige Diffusionspumpe nach Gaede liegt kurz bei der Kathode. In der kurzen Pumpleitung, deren Durchmesser etwa 30 mm beträgt, ist ein Kühlgefäß eingebaut; die Kühlung erfolgt mit flüssiger Luft.

Die relativ geringe Geschwindigkeit der verwandten Kathodenstrahlen verlangte bei der großen Strahllänge eine Kompensierung des erdmagnetischen Feldes. Die Vertikalkomponente — das Rohr wurde aufrechtstehend montiert — machte sich wegen der geringen Verschiebung des Strahls kaum bemerkbar. Die Horizontalkomponente verschiebt den Strahl bei 1000 Volt Geschwindigkeit um 16 mm. Das Rohr wurde deshalb in Richtung des Meridians orientiert, so daß mit einer Spule die Kompensierung der Horizontalkomponente bewerkstelligt werden konnte. Um in einer Ebene ein gleichmäßiges, magnetisches Feld zu erzeugen, gibt Helmholtz folgende Anordnung an. Zwei kreisförmige Spulen gleicher Windungszahl werden im Abstand ihres Radius parallel zueinander gestellt. In der Mitte zwischen beiden Spulen ist in der ganzen Ebene das Feld bis zum Rande hin sehr angenähert homogen. Bei der Ausführung wurden, um der Kreisform nahe zu kommen, die Spulen auf ein sechseckiges Holzgestell gewickelt.

Zur Erzeugung der Spannung für die Kathode standen zwei gleiche Hochspannungs-Gleichstromaggregate der A. E. G. zu 2500 Volt und eine 5000-Voltmaschine der Siemens-Schuckert-Werke zur Verfügung. Die reichlich bemessene Isolation der Maschinen ermöglichte eine gefahrlose Hintereinanderschaltung derselben, so daß Gleichspannungen bis zu 10 000 Volt entnommen werden konnten. In die Zulejtungen wurde als Schutzwiderstand ein Silitwiderstand eingeschaltet. Die Spannung für das Feld der Ablenkkondensatoren liefert eine Akkumulatorenbatterie. Für sichere Konstanz der Heizstromstärke der Glühkathode sorgte eine Akkumulatorenbatterie großer Kapazität und Entladungsstromstärke.

Zur Aufrechterhaltung derselben Versuchsbedingungen wurde der Betrieb der Röhre auch bei der Unterbrechung der Exposition vollkommen in Gang gehalten. Durch ein starkes magnetisches Feld zweier Spulen können die aus der Kathode austretenden Elektronen so weit von der Blende abgelenkt werden, daß der dahinter liegende Teil der Apparatur strahlungsfrei bleibt. Eine Fehlerquelle könnte entstehen bei dieser Anordnung durch die Selbstinduktion der Spulen, welche den Strom erst nach einer gewissen Zeit auf seinen Endwert ansteigen und beim Ausschalten absinken läßt. Nimmt man die Endstromstärke doppelt so groß wie die zur Ablenkung erforderliche Stromstärke, so ist die Fehlerquelle ausgeschaltet. Aus einer angenäherten Berechnung der Selbstinduktion und des Widerstandes der Spulen ergibt sich die Zeit, in welcher der Strom auf zwei Drittel seines Endwertes ansteigt, zu rund 10^{-5} Sek. Selbst wenn die oben genannte Bedingung nicht beachtet wird, bleibt der Einfluß der Selbstinduktion auf die Schaltdauer bedeutungslos.

Für die Messung der Zeit, in welcher der Spulenstrom unterbrochen ist, wird ein Spezialschalter verwandt. Das Schaltermesser ist ein in der Mitte gelagerter Hebel, dessen eines Ende zwischen den Kontaktstellen bewegt werden kann. Das andere Ende trägt zwei Nocken, die von einem darunter liegenden, einseitig gelagerten

Hebel gehalten werden. Beim Druck auf diesen Hebel wird der erste Nocken frei gegeben, das Schaltmesser springt in die Mittelstellung, den Kontakt lösend. Gleichzeitig wird eine Stoppuhr in Gang gesetzt. Bei nochmaligem Betätigen schließt das Messer an der zweiten Kontaktstelle den Stromkreis und schaltet die Stoppuhr ab. Die Uhr hat eine Empfindlichkeit von 0,02 Sek. Mit einiger Handfertigkeit kann man bis zu 0,1 Sek. sicher schalten.

Die in den Käfig gelangende Elektronenmenge wird je nach der Intensität mit einem Galvanometer von 3×10^{-9} oder 2×10^{-11} Ampere/-Millimeter gemessen. Für geringere Intensitäten wird ein Quadrantelektrometer nach Dolezalek mit parallel geschaltetem Flüssigkeitswiderstand benutzt. Der Widerstand besteht aus 10 Teilen Xylol und einem Teil Alkohol und ist in einem Quarzrohr untergebracht. Die Zuführungen und Elektroden sind aus Platin hergestellt. Bei einer Nadelspannung von 50 Volt, welche eine Akkumulatorenbatterie liefert, ergibt sich eine Empfindlichkeit von $1{,}2 \times 10^{-12}$ Amp./mm. Die Zuleitungen zu den Meßinstrumenten sind auf Bernstein isoliert in einem geerdeten Metallrohr verlegt.

Die Kathodenspannung wird mit Braunschen Elektrometern entsprechender Meßbereiche gemessen. Das Elektrometer mit einem Meßbereich bis 10.000 Volt wurde mit einem Edelwandler von Koch & Sterzel geeicht. Die aufgedrückte Unterspannung wurde an einem dynamometrischen Präzisionsvoltmeter von Siemens abgelesen. Zur Bestimmung der Kondensatorspannung kamen teils dynamische, teils statische Instrumente in Anwendung.

Die Photometrierung der rechteckigen, 5 mm langen geschwärzten Teile der Platte erfolgte an zehn gleich weit auseinander liegenden Stellen. Aus den nur wenig unterschiedlichen Resultaten wird das arithmetische Mittel als Schwärzungswert angenommen.

Die ersten Versuche, die mit der oben beschriebenen Apparatur angestellt wurden, hatten das Ziel, die günstigsten Betriebsbedingungen festzulegen und die schon erwähnten Fehlerquellen zu reduzieren oder deren Wirksamkeit festzulegen. Für die ersten Beobachtungen wurde die Aufnahmekammer entfernt und durch einen Fluoreszenzschirm ersetzt, dessen Bild man in einem seitlich angebrachten, unter einem geeigneten Winkel geneigten Spiegel beobachten konnte.

Dem Heizfaden der Glühkathode wurden verschiedene Formen gegeben, um festzustellen, bei welcher Anordnung derselben die meisten Elektronen auf den Fluoreszenzschirm gelangen. Die Frage hat insofern Bedeutung, als bei günstigstem Wirkungsgrad der Anordnung Röntgenstrahlen und an den Wandungen und Blenden reflektierte Elektronen umsoweniger entstehen und die Messungen stören können. Als günstigste Form ergab sich — wie aus geometrischen Gründen leicht erklärlich — eine um eine geradlinige Achse aufgewickelte Spirale. Der Heizfaden war dabei von einem Metallzylinder umgeben, der in einer Kalotte auslief. Hierdurch wurde das radial zu den Wandungen hin verlaufende elektrische Feld vom Heizfaden ferngehalten. Es konnte auf dem Fluoreszenzschirm beobachtet werden, daß der Spalt, welcher vor der Kammer liegt, vollauf gefüllt war und, nach der Helligkeit zu urteilen, auch über die ganze Spaltfläche gleiche Intensität herrschte.

Der mit dem Drehschliff verbundene Fluoreszenzschirm konnte vor dem Spalt S_4 weggenommen werden, so daß man einen Einblick in das Metallgehäuse erhielt. Selbst bei größten Belastungen der Röhre konnte ein Leuchten innerhalb des Metallgehäuses nicht beobachtet werden.

Ein Magnetfeld zwischen Spalt und Fluoreszenzschirm, das mittels eines Stabmagneten erzeugt wurde, lenkte das Bild des Spaltes auf dem Schirm so ab, daß das Spaltbild selbst bei weitester Ablenkung in jede Richtung immer scharf begrenzt erschien. Wurde das Magnetfeld vor den Spalt gebracht, so verschwand das Spaltbild mit ebenfalls scharfer Umgrenzung. Hieraus ist zu schließen, daß die Geschwindigkeit der Elektronen gleichmäßig ist.

Nach diesen orientierenden Versuchen wurde die photographische Kammer eingesetzt und eine empfindliche Platte eingelegt. Um die Einwirkung des Lichtes der Glühkathode festzustellen, wurde, ohne die Kathode auf Spannung zu bringen, der Heizfaden geglüht und die Platte 10 Stunden exponiert. Nach dem Entwickeln der Platte konnte keine Spur einer Schwärzung festgestellt werden. Das Licht der Glühkathode kann somit als Fehlerquelle nicht mehr angesehen werden. Wenn auch eine Vorbelichtung, die bei späterer Elektroneneinwirkung sich erst bemerkbar macht, möglich ist, so ist zu bedenken, daß die benutzte Platte bei weitem empfindlicher ist gegen Licht, als die zu den Messungen verwandte Platte, und daß die Belichtungsdauer das angewandte Maß der Expositionsdauer um ein Vielfaches übersteigt.

Die größte Quelle von Röntgenstrahlen muß naturgemäß bei der ersten Blende gegenüber der Kathode liegen. Es wurde deshalb die Kathode geglüht und alle verwendeten Spannungen an die Kathode gelegt, ohne die Ablenkung des Kathodenstrahls durch die Kondensatoren vorzunehmen. Auch bei diesem Versuch wurde die Expositionszeit auf 10 Stunden ausgedehnt. Der nach der Entwicklung auf der Platte erscheinende Schleier war überall vollkommen gleichmäßig

ohne geringste Andeutung einer stärkeren Schwärzung an der Stelle der Platte, welche an der offenen Blende gelegen hatte.

Legt man nur an den der Kathode zunächst liegenden Kondensator die zur Kathodenstrahlgeschwindigkeit gehörende Spannung an, so tritt der Kathodenstrahl auf den zweiten Kondensator. Selbst bei derartigem Betrieb ist die erzeugte Röntgenstrahlung und die Menge der Sekundärelektronen sowie der reflektierten Elektronen so gering, daß auf der Platte keine Einwirkung festgestellt werden konnte.

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß die in Betracht zu ziehenden Störungen ohne Einfluß auf die Meßresultate bleiben, selbst wenn der Kathodenstrahl sehr nahe an die Platte herandringt. Auf Grund dieses Ergebnisses kann man die schwierig durchzuführende Untersuchung der Einwirkung der an der Kammer entstehenden Sekundärstrahlungen fallen lassen, da der verursachte Fehler die Meßgenauigkeit, welche photographisch überhaupt zu erreichen ist, nicht überschreitet.

Da die Untersuchungen nur auf eine Plattensorte beschränkt werden sollten, wurden verschiedene Fabrikate auf ihre Eignung geprüft; insbesondere wurde Wert gelegt auf eine gleichmäßige Schwärzung, die sich ohne Störung bis zu höchsten Schwärzungswerten steigern läßt. Eine feinkörnige Schicht ist vorteilhaft, weil die Registrierkurve gleichmäßig verläuft und nicht durch Zacken von einzelnen gröberen Körnern her unübersichtlich wird. Die besten Erfahrungen wurden mit der Agfa-Kontrastplatte gemacht, die ein äußerst feines Korn besitzt und deren unbelichtete Stellen nach dem Entwickeln vollkommen klar bleiben. Nach groben Messungen zu urteilen, hat die Agfa-Kontrastplatte für Elektronen eine höhere Empfindlichkeit als andere Platten mit größerer Lichtempfindlichkeit.

Als Entwickler wurde Agfa-Rodinal verwandt, der erfahrungsgemäß den Vorzug einer gleichmäßigen Entwicklung hat.

Statt der üblichen Konzentration von 1 : 10 wurde 1 : 20 genommen, weil bei größerer Verdünnung des Entwicklers größere Schwärzungsabstufungen zu erwarten sind.

Beim Entwickeln dringt die Entwicklungssubstanz nur langsam in die photographische Schicht ein. Es ist daher erforderlich, die Entwicklungszeit so lange auszudehnen, bis der Entwickler alle Bromsilberkörner hat erreichen können. Die erforderliche Entwicklungszeit wird bei den Aufnahmen mit hohen Spannungen am größten sein, weil bei hohen Elektronengeschwindigkeiten die Eindringtiefe derselben in die Schicht am größten ist. Auf einer Platte wurden mehrere Aufnahmen unter gleichen Versuchsbedingungen bei einer Kathodenspannung von etwa 10 000 Volt gemacht. Darauf wurde die Platte zerschnitten und die einzelnen Teile in derselben Schale gleichzeitig verschieden lange entwickelt. Dabei stellte sich heraus, daß nach 4 Minuten die Platte vollkommen ausentwickelt war. Zur Sicherheit wurde die Entwicklungszeit auf 5 Minuten festgesetzt und bei jeder Messung mit einer Sekundenuhr kontrolliert.

Der Rodinalentwickler hat den Vorzug einer geringen Temperaturabhängigkeit. Die angegebene günstigste Entwicklungstemperatur von 18° C wurde bei allen Messungen eingehalten und mit einem Thermometer mit einer 0,1°-Skala kontrolliert. Für jede Platte wurde frischer Entwickler angesetzt. Durch kräftiges Schaukeln der Schale konnte die häufiger beobachtete Randwirkung des Entwicklers unterdrückt werden[1]). Die Platten wurden in der üblichen Art fixiert und gewässert.

Der Einfluß der Evakuation auf die Platte läßt sich natürlich nicht vermeiden. Die Untersuchungen von Masaki[1]) zeigen deutlich, wie sehr die Empfindlichkeit und der Kontrastfaktor durch die Evakuation geändert werden.

Nennen wir die Intensität des Lichtes, welches durch den nicht geschwärzten Teil der Platte geht, i_0, und das Licht, welches durch die geschwärzte Stelle geht, i, so schreibt sich die Schwärzung

$$S = \log \frac{i_0}{i}.$$

Die Registrierkurve, welche das Photometer liefert, gibt die jeweiligen Lichtintensitäten an. Aus der Kurve erhält man die Schwärzungswerte, wenn man vom Logarithmus des Schleierausschlages a_s den Logarithmus des Ausschlages an der geschwärzten Stelle a subtrahiert.

Schwärzungsmessungen bei gleicher Elektronengeschwindigkeit.

Die Abhängigkeit der Schwärzung von der Expositionszeit ist bei einer konstanten Strahlgeschwindigkeit von 1500 Volt bei verschiedenen Intensitäten bestimmt worden. In den nachfolgenden Tabellen bedeutet:

- t die Expositionszeit in Sekunden,
- a den Ausschlag des Galvanometers am Photometer in Millimetern,
- a_s den Ausschlag des Galvanometers am Photometer für den Schleier in Millimetern,
- J die vom Käfig aufgefangene Intensität in 10^{-10} Amp.,
- i die Stromdichte, d. h. J: Querschnitt der Blende S_4 in 10^{-10} Amp./cm².

1) Seemann, Zeitschr. f. wiss. Photographie 13, 333.

Tabelle I.

$J = 175 \times 10^{-10}$ Amp.
$a_z = 61$ mm.

Nr.	t	a	S_2	$\log t$
2	100	6	1,00	2,00
3	50	10	0,79	1,70
4	25	16	0,59	1,40
5	13	26	0,38	1,11
6	5	37	0,22	0,70
7	2	44	0,18	0,30
8	1	42	0,17	0,00

Tabelle II.

$J = 280 \times 10^{-10}$ Amp.

Nr.	t	S	$\log t$
2	140	1,70	2,38
3	75	1,15	1,88
4	20	0,60	1,30
5	8	0,38	0,90
6	3	0,23	0,48
7	0,64	0,15	0,19

Tabelle III.

$J = 394 \times 10^{-10}$ Amp.
$a_z = 84$ mm.

Nr.	t	a	S	$\log t$
1	100	4	1,32	2,00
2	50	5	1,22	1,70
3	25	10	0,92	1,40
4	13	20	0,62	1,11
5	5	37	0,35	0,70
6	2	50	0,22	0,30

Tabelle IV.

$J = 687 \times 10^{-10}$ Amp.
$a_z = 90$ mm

Nr.	t	a	S	$\log t$
2	120	1	1,95	2,08
3	36	4	1,35	1,56
4	10	20	0,75	1,00
5	4,1	36	0,38	0,61
6	2	49	0,26	0,30
7	0,48	60	0,16	0,32

In Fig. 2 sind die Ergebnisse aufgetragen. Bei geringen Schwärzungswerten steigt die Kurve nur langsam an, im Gebiet der normalen Belichtung geht sie angenähert in eine Gerade über. Ein Schwellenwert konnte vorläufig nicht festgestellt werden, vielmehr verläuft die Kurve ungefähr parallel zur Abszissenachse. Die Steigung im geradlinigen Teil ist um so stärker, je höher die Intensität ist. Die größte gemessene Schwärzung hat den Wert 1,95. Trotzdem der Schleierausschlag bei den tiefer geschwärzten Platten durch stärkeres Heizen der Photometerlampe möglichst groß gemacht wurde, sind die Meßergebnisse nur schwer abzulesen wegen des geringen Ausschlages. Tiefere Schwärzungen wurden wegen der unvermeidlichen Ungenauigkeit nicht gemessen. Aus dem Diagramm ist weiterhin zu ersehen, daß bis zu einer Schwärzung von etwa 2 die Kurve ihre Geradlinigkeit angenähert beibehält.

Um die Zuverlässigkeit der Messungen zu kontrollieren, wurden sehr viele Kontrollmessungen angestellt.

Bei den nachfolgenden Meßreihen wurde die Expositionszeit konstant gehalten und durch

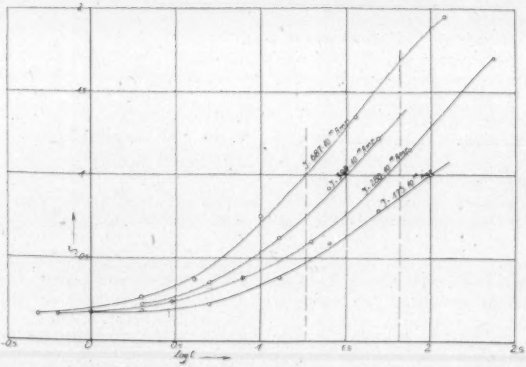


Fig. 2.

Änderung der Heizspannung an der Glühkathode die Intensität des Kathodenstrahls variiert. Zur Kontrolle der Resultate dienen die Werte, welche aus den vorher festgelegten Zeitabhängigkeitskurven abgelesen werden.

Tabelle V.

$t = 18$ sec.

$a_x = 63$ mm

Nr.	$J \cdot 10^{-10}$ A.	a	S	log t
3	248	17	0,56	2,39
4	238	18	0,55	2,38
5	175	23	0,44	2,24
6	124	27	0,37	2,09
7	66,7	35	0,26	1,82

Tabelle VI.

$t = 66$ sec.

$a_x = 83$ mm

Nr.	$J \cdot 10^{-10}$ A.	a	S	log t
3	530	2	1,62	2,72
4	430	4	1,32	2,63
5	162	11	0,87	2,21
6	35	33	0,41	1,54
7	6,4	50	0,22	0,81

Der Verlauf der Schwärzungskurve in Fig. 3 ist ein ähnlicher wie bei der Zeitabhängigkeit. Bei geringen Schwärzungen deutet die Kurve auf eine konstante Schwärzung hin, ohne auf einen Schwellenwert schließen zu lassen. Im weiteren Verlauf nähert sich die Kurve einer Geraden. Mit wachsender Expositionszeit wird auch die Steigung eine größere. Auch hier ist auf einen Sättigungswert der Schwärzung nicht zu schließen.

In dem Kurvenblatt sind außer den Meßpunkten aus den letzten Tabellen Punkte aus dem ersten Kurvenblatt übertragen. Die so gewonnenen Punkte sind durch einen Kreis geschützt und von den anderen Meßwerten gekennzeichnet. Im ersten Diagramm sind die entsprechenden Zeitwerte durch eine gestrichelte Linie angedeutet.

Ein Vergleich der Werte zeigt eine gute Übereinstimmung, teils schließen sich die einzelnen Kurvenstücke zwanglos an. Da diese Zusammenstellung bei sehr verschiedenen Schwärzungswerten Gültigkeit hat, wird man aus bekannten Zeitabhängigkeitskurven mit genügender Genauigkeit Stromabhängigkeitskurven konstruieren können.

Die Gültigkeit des $J \times t$-Gesetzes würde die Messungen mit der photographischen Platte bedeutend erleichtern. Eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse nach gleichem Produkt aus Belichtungszeit und Intensität geordnet, gibt die Kurve in Fig. 4.

Im Gebiet geringer Schwärzung stimmen die Ergebnisse aller Kurven sehr exakt überein. Bei größeren Schwärzungswerten stellt man größere Abweichungen fest, welche aber innerhalb der Fehlergrenzen der Apparatur sich bewegen.

Aufnahmen mit gleichem Produkt aus Stromstärke und Belichtungszeit wurden auf einer Platte gemacht, um Fehler, die bei Versuchen mit verschiedenen Platten auftreten können, auszuschalten. Die Expositionen wurden so gewählt, daß ein verhältnismäßig großer Unterschied der Schwärzung zustande kam. Stromstärken und Belichtungszeiten wurden in weiten Grenzen variiert.

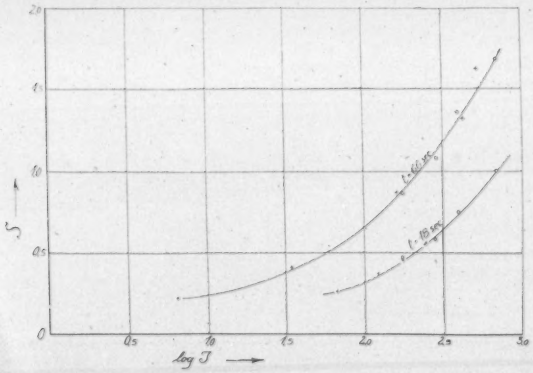


Fig. 3

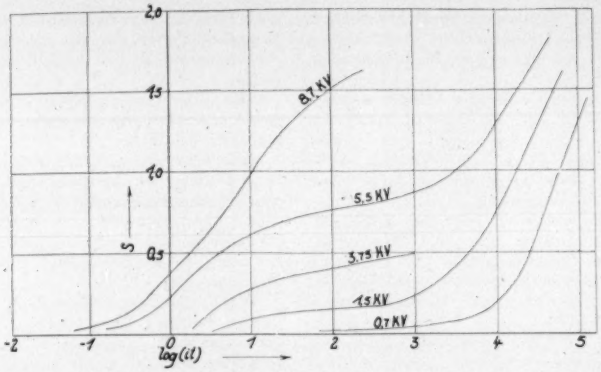


Fig. 4.

Zur Feststellung einer Solarisation wurden Aufnahmen mit großen Belichtungen gemacht. Um die Expositionszeiten nicht auf ein allzu hohes Maß anwachsen zu lassen, wurden relativ große Intensitäten genommen. Aus diesem Grunde ließen sich nur schwierig die Versuchsbedingungen konstant halten, so daß auf eine Auswertung der Ergebnisse verzichtet wurde.

Die Photometerkurve ließ erkennen, daß die Schwärzung bis zu den höchsten Werten ansteigen kann. Eine exakte Angabe des erreichten Maximalwertes ist wegen der zu geringen Photometerempfindlichkeit in diesem Bereich unmöglich.

Weitere Platten wurden mit noch höheren Elektronenenergien belastet. Es zeigte sich im unentwickelten Zustand eine Verfärbung der Schicht, das typische Zeichen der Solarisation. Nach der Fixage war jedoch kein Merkmal der Belichtung festzustellen. Bei anderen Aufnahmen war durch die hohe Belastung eine Zerstörung der Schicht eingetreten.

Nach diesen Versuchen zu urteilen ist eine Solarisation vielleicht nur unter bestimmten Bedingungen möglich. Die Belichtungszeit muß außerordentlich hoch sein, dabei darf die Intensität eine bestimmte Grenze nicht überschreiten, damit nicht eine Zerstörung der Schicht eintritt.

Auf die Einwirkung einer intermittierenden Belichtung sei kurz eingegangen. Auf derselben Platte wurden Aufnahmen gemacht mit derselben Intensität und gleicher Gesamtbelichtungszeit. Die Belichtung war einmal kontinuierlich, bei den übrigen Aufnahmen verschieden oft unterbrochen und nach verschieden langen Pausen fortgesetzt. Ein Einfluß der Belichtungsart war nicht festzustellen, vielmehr gaben alle Stellen die gleiche Schwärzung.

Aus der Zusammenstellung im Kurvenblatt 4 geht hervor, daß im Gebiet der Unterexposition ein Unterschied der Schwärzung kaum hervorgerufen wird, wenn man die Exposition um eine volle Zehnerpotenz ändert. Der Kurvenverlauf ist so flach, daß ein Schwellenwert nur bei weit geringeren Belichtungen liegen kann.

Weitere Messungen ergaben, daß der wenig geneigte Kurvenverlauf sich bis zu einem Wert von $\log(it) = 1$ fortsetzt. Von hier an tritt ein steiler Abfall ein bis 0,5; eine Schwärzung ist noch eben feststellbar. Bei niedrigeren Werten ist die Schwelle unterschritten.

Auch bei höheren Spannungen wurde in Vorversuchen die Gültigkeit des $J \cdot t$-Gesetzes nachgewiesen. Die gewonnenen Ergebnisse sind auf $i \cdot t$ umgerechnet und in Fig. 4 eingetragen.

Der Verlauf der Schwärzungskurve bei 5520 Volt ist im Vergleich zu der Kurve bei 1500 Volt wesentlich verschieden.

Die Schwärzungsmessungen erstrecken sich von Werten, die vom Schleier der Platte eben noch zu unterscheiden sind, bis zu Werten hinauf, welche ohne große Fehler photometriert werden können. Durch Häufung sehr vieler Meßpunkte wurde der genaue Verlauf der Kurve sichergestellt.

Nach Überschreitung des Schwellenwertes hebt sich die Kurve langsam steigend von der Abszissenachse ab und hat einen ersten Wendepunkt, nach welchem sie einen fast linearen Anstieg nimmt. Schon bei einem Schwärzungswert von 0,5 wendet sich die Kurve von der großen Steigung ab. Es scheint vorläufig ein Sättigungswert erreicht zu sein, große Änderungen in der Belichtung rufen nur minimale Schwärzungsdifferenzen hervor. Bei einem Wert des $\log(it)$ zwischen 3 und 4 findet ein nochmaliger Anstieg

der Kurve statt, der größere Steilheit besitzt als der Anstieg bei geringen Schwärzungswerten, und sich bis zu den höchsten Schwärzungen ungestört fortsetzt.

Die Zusammenstellung der Meßpunkte nach gleichen $i \cdot t$ zeigt, daß auch bei 5520 Volt das Bunsen-Roscoe-Gesetz wenigstens mit großer Annäherung gilt. Bei diesen Messungen wurde bei gleichem $i \cdot t$ die Belichtungszeit bis zu einem Verhältnis 1 : 3600 geändert.

Bei einem Vergleich der 5520 Volt- und 1500-Volt-Kurve finden wir gute Übereinstimmung im Charakter beider Kurven. Der Sättigungswert der Schwärzung liegt bei der geringeren Spannung niedriger. An beiden Enden des konstanten Teiles zeigen sich Wendepunkte, an welche sich ungefähr geradlinig verlaufende Kurvenäste ansetzen. Der erste Wendepunkt bei kleinen Schwärzungen in der 5520-Volt-Kurve läßt sich bei 1500 Volt nicht mehr identifizieren.

Die in Fig. 4 aufgetragenen Werte bei 3700 Volt haben in der Hauptsache zum Ziel, festzustellen, bei welchem Wert das Gebiet der nahezu konstanten Schwärzung bei dieser Elektronengeschwindigkeit liegt.

Das Gebiet konstanter Schwärzung liegt bei einer Geschwindigkeit von 3700 Volt zwischen $S = 0{,}4—0{,}5$. Auch der anfängliche steile Anstieg der Kurve ist noch erfaßt.

Mit steigender Elektronengeschwindigkeit verliert der Abschnitt, in welchem die Schwärzungskurve angenähert parallel zur Abszissenachse verläuft, an Ausdehnung. Es ist zu erwarten, daß bei höheren Spannungen als 5520 Volt der Sättigungsbereich mehr zusammenschrumpfen wird und bei größerem Schwärzungswert liegt. Es muß sich dann der erste Kurvenanstieg wegen seiner größeren Ausdehnung auch genauer ausmessen lassen. Als nächsthöhere Spannung wurde 8700 Volt genommen.

Bei höheren Spannungen nimmt die Schwärzungskurve einen Verlauf an, welcher demjenigen bei Exposition mit sichtbarem Licht ähnlich ist. Im Gebiet der Unterbelichtung steigt die Kurve langsam an, im Gebiet der normalen Belichtung nimmt die Schwärzung schneller zu, der Anstieg ist dabei regelmäßig und fast linear.

Auch bei der zuletzt verwandten Geschwindigkeit ist wie bei den früheren Kurven ein vorzeitiges Abbiegen der Kurven erkennbar. Der Schwärzungswert, bei welchem die Sättigung eintritt, liegt höher als bei den Kurven niedriger Geschwindigkeiten.

Zur Vervollkommnung der Ergebnisse wurde der Schwärzungsverlauf bei einer Elektronengeschwindigkeit von 700 Volt festgelegt.

Der Sättigungswert der Schwärzung liegt bei 700 Voltelektronen so niedrig, daß er vom Schleier nur schwer zu unterscheiden ist. Erst bei größeren Expositionswerten löst sich die Kurve von der Abszissenachse ab und verläuft steil ansteigend weiter.

Die Zusammenstellung aller Ergebnisse auf dem Kurvenblatt gibt eine leichte Übersicht über sämtliche Resultate.

Alle Schwärzungskurven der verschiedensten Geschwindigkeiten haben gemeinsam, daß in einem bestimmten Bereich die Schwärzung angenähert konstant bleibt. Der Schwärzungswert, bei welchem diese Erscheinung eintrifft, liegt um so höher, je größer die Geschwindigkeit der Elektronen ist.

Der Kurvenverlauf bis zu diesem Sättigungswert ist nur bei höheren Elektronengeschwindigkeiten genauer zu verfolgen. Zuerst langsam ansteigend geht die Kurve in einem angenähert geradlinigen Abschnitt über und biegt dann zum Sättigungswert ab.

Der Beginn des konstanten Gebietes verschiebt sich mit steigender Spannung zu größeren Expositionswerten hin.

Im Anschluß an das Gebiet nahezu konstanter Schwärzung findet ein nochmaliger sehr steiler, angenähert geradliniger Anstieg der Kurve statt, der bis zu den höchsten Schwärzungen ungestört hinführt.

Mit höher werdenden Geschwindigkeiten setzt dieser zweite Kurvenanstieg bei kleineren Expositionswerten an; dadurch wird das Gebiet konstanter Schwärzung mit steigender Geschwindigkeit immer mehr eingeengt. Bei 8700 Volt ist nur noch ein schwaches Abbiegen festzustellen.

Aus dem letzten Kurvenblatt (Fig. 5) lassen sich für gleiche Expositionswerte die Schwärzungen für verschiedene Spannungen abgreifen. Trägt man die gefundenen Werte in einem Diagramm auf, so findet man, daß bei verschiedenen $i \cdot t$-Werten der Verlauf der Kurven ein vollkommen verschiedener ist. Bei großen Expositionen ist die Zunahme der Schwärzung in Annäherung dem Quadrat der Kathodenspannung proportional. Verfolgt man hingegen die Kurven bei geringeren Expositionen, so erkennt man bei höheren Spannungen einen immer flacher werdenden Verlauf, während bei geringeren Spannungen der quadratische Charakter gewahrt bleibt.

Die Spannungsabhängigkeit der Schwärzung wurde auch durch Aufnahmen derselben Platte bestimmt.

Aus dem Diagramm, in welchem die Schwärzungskurven für verschiedene Spannungen in Abhängigkeit von den Expositionswerten aufgetragen sind, läßt sich ein Überblick über alle Ergebnisse gewinnen.

Die Form der Schwärzungskurven läßt darauf schließen, daß die erhaltenen Kurven sich aus

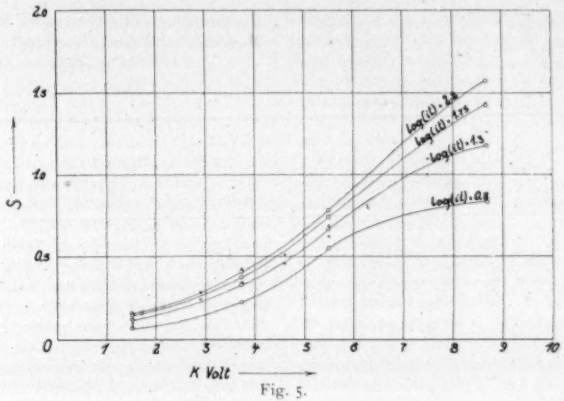


Fig. 5.

zwei Kurven zusammensetzen, und zwar aus einer ersten, welche bis zu dem für jede Spannung charakteristischen konstanten Wert führt, und einer zweiten, welche erst bei größeren Expositionswerten sich geltend macht und bis zu höchsten Schwärzungswerten verläuft.

Aus dieser Annahme folgt, daß die gewonnenen Schwärzungskurven durch zwei Einwirkungen verschiedener Art bestimmt werden.

Die erste Kurve steigt bis zu einem durch die Geschwindigkeit der Elektronen bestimmten Wert an, um dann weiterhin einen konstanten Wert zu liefern.

Dadurch, daß der maximal erreichte Schwärzungswert sich von der Geschwindigkeit abhängig zeigt, ist anzunehmen, daß diese Schwärzung durch Elektronen hervorgerufen ist.

Die Erklärung für den ersten Teil der Kurve sei im Folgenden begründet. Wenn ein Kathodenstrahl auf eine Gelatine-Bromsilberschicht fällt, so wird seine Energie in häufigen Zusammenstößen mit Gelatine- oder Bromsilberkörnern absorbiert. Die Absorption wird so stark sein, daß bei geringeren Geschwindigkeiten der Elektronen nicht die ganze Schicht durchdrungen wird.

Zu einer exakten Bestimmung der Eindringtiefe liegen bis jetzt zu wenig experimentelle Daten vor. Lenard[1]) gibt zur Berechnung Wege an, nach denen eine angenäherte Berechnung durchgeführt werden kann.

Für Geschwindigkeiten innerhalb der Grenzen $v = 0{,}75$ und $0{,}2$ läßt sich die Eindringtiefe aus dem Geschwindigkeitsverlust bestimmen. Für den Geschwindigkeitsverlust gibt J. J. Thomson[1]) die Beziehung an:

$$v_0^4 - v_x^4 = a\,.$$

Für die Eindringtiefe des Strahls, sofern seine Energie nicht schon durch Absorption vernichtet ist, ergibt sich dann:

$$s = \frac{v^4}{a}\,.$$

Unter Benutzung dieser Formel hat Wood[2]) die Eindringtiefe von Elektronen in eine photographische Schicht berechnet.

Nehmen wir die Dicke eines Bromsilberkornes zu ungefähr 1 an, so wird bis zu 6000 Volt ein Bromsilberkorn sämtliche auftreffenden Elektronen absorbieren. Die Schwärzung wird also nur hervorgerufen durch reduzierte Körner, welche nur in der oberen Schicht sich befinden. Herr Prof. Seitz hat dieser Annahme durch Mikrotomschnitte an Filmen eine Bestätigung gegeben[3]).

Nach den obigen Ergebnissen kann somit der nochmalige Anstieg der Schwärzung nicht auf eine Einwirkung der Elektronen zurückgeführt werden. Als Ursprung kommt nur noch in Frage Röntgenstrahlung.

Zusammenfassung.

In einer Glühkathodenröhre, deren Aufbau beschrieben ist, wurden photographische Platten mit Elektronenstrahlen belichtet.

Bei einer Elektronengeschwindigkeit von 1500 Volt wurde die Abhängigkeit der Schwärzung

1) Lenard, Qualitatives und Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten.

1) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang durch Gase.

2) Wood, Journal of the Institution of Elektrical Egeneers, London, Vol. 63, Nov. 1925.

3) Seitz u. Harig, Physik. Zeitschr. **30**, 758 bis 760, 1929.

von der Expositionszeit bei konstanter Intensität und die Abhängigkeit von der Intensität bei gleicher Expositionszeit bestimmt. Dabei wird die Gültigkeit des Bunsen-Roscoeschen Gesetzes innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler festgestellt.

Die Solarisationserscheinung ist bei Expositionen mit Elektronenstrahlen vielleicht nur unter bestimmten Bedingungen möglich, da sehr leicht eine Zerstörung der Schicht eintreten kann.

Die Exposition kann so niedrig gehalten werden, daß der Schwellenwert unterschritten wird, d. h. die hervorgerufene Schwärzung ist vom chemischen Schleier nicht mehr zu unterscheiden.

Weiterhin wurden die Schwärzungskurven bei Elektronengeschwindigkeiten von 700, 3700, 5520 und 8700 Volt aufgenommen. Die Schwärzung steigt erst langsam an und geht dann ähnlich wie bei Expositionen mit sichtbarem Licht in eine Gerade über.

Bei niedrigen Schwärzungswerten biegen die Kurven ab, die Schwärzung bleibt in einem bestimmten Bereich angenähert konstant. Der Schwärzungswert, bei welchem diese Erscheinung eintritt, ist um so größer, je höher die Geschwindigkeit der Elektronen ist. Im Anschluß an das Gebiet nahezu konstanter Schwärzung findet ein nochmaliger, sehr steiler, angenähert geradliniger Anstieg der Kurven statt, der bis zu den höchsten Schwärzungen ungestört hinführt.

Die erhaltenen Schwärzungskurven werden erklärt als Resultierende zweier Kurven, die durch Einwirkungen verschiedener Art bestimmt werden. Die erste Kurve verläuft bis zum Gebiet konstanter Schwärzung. Die hier erreichte Schwärzung steht im Zusammenhang mit der Eindringtiefe der Elektronen. Die zweite Kurve macht sich erst bei größeren Expositionswerten geltend.

Herrn Prof. Dr. W. Seitz danke ich besonders für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit und für die Unterstützung bei der Durchführung derselben.

Herr Prof. Dr. H. Starke stellte mir einen Arbeitsplatz, Betriebsmittel und Apparate zur Verfügung. Für das große Entgegenkommen spreche ich meinen herzlichsten Dank aus.

Herrn Prof. Dr. W. Steubing danke ich für die Liebenswürdigkeit, mit welcher er mir sein Registrierphotometer zur Benutzung überließ.

Die Helmholtz-Gesellschaft und die Gesellschaft von Freunden der Aachener Hochschule haben die Arbeit in entgegenkommender Weise unterstützt. Es sei ihnen der beste Dank ausgesprochen.

(Eingegangen 19. Januar 1930.)

Bestimmung des elektrischen Momentes eines Moleküls aus dem Temperaturverhalten der Dielektrizitätskonstanten.

Von R. Sänger.

1. Einleitende Übersicht.

Vor kurzem haben Sängewald und Weißberger[1]) die Bestimmung des elektrischen Momentes aus der Konzentrationsabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Lösungen einer eingehenden Kritik unterzogen. Sie haben u. a. gezeigt, daß gerade dort, wo die Bedingungen vom theoretischen Standpunkt aus gesehen am saubersten sind, die Unsicherheit der experimentellen Ergebnisse am größten wird. Abgesehen davon, daß sich auch störende assoziative Einflüsse im Gang der Molekularpolarisation mit der Konzentration bemerkbar machen können und auch tatsächlich bemerkbar machen, hängt schließlich der ganze Fragenkomplex mit der Mosottischen Hypothese über die Konstante des innern Feldes zusammen. Wir müssen uns fragen: Kann der von Lorenz für vollkommen regellos verteilte Moleküle gefundene Wert $\nu = \frac{4\pi}{3}$ in der Gleichung

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \nu\mathfrak{P}$$

schlechthin auch auf die in einem nichtpolaren Lösungsmittel gelösten Dipolmoleküle angewandt werden? So lange sich keine assoziativen Einflüsse geltend machen, d. h. so lange die Molekularpolarisation linear mit der Konzentration geht, sind wir geneigt die Voraussetzung wirklich freier Moleküle als erfüllt zu betrachten, in der Annahme, daß der Einfluß der Dipolmoleküle auf ihre unpolare Umgebung von vernachlässigbarer Größe ist und damit verbunden, die Konstante des innern Feldes keine Abhängigkeit von der Konzentration und der Frequenz zeigt. Viele Substanzen zeigen die geforderte Linearität erst bei ganz kleinen Konzentrationen, andere Substanzen lassen sich infolge ihrer geringen Löslichkeit überhaupt nur bei äußerst kleinen Konzentrationen untersuchen, so daß oft nur Messungen an stark verdünnten Lösungen für die Bestimmung des elektrischen Momentes in Frage kommen. Dann aber ist die experimentelle Unsicherheit gerade am größten. So lange über die Konstante des innern Feldes einer Lösung nicht Genaueres ausgesagt werden kann, ist jedenfalls von einem zu eingehenden quantitativen Vergleich der gefundenen Momente, wie dies oft in letzter Zeit in der Literatur[2]) geschehen ist, Umgang zu nehmen, besonders wenn wir noch be-

1) A. Weißberger und R. Sängewald, Phys. Zeitschr. **30**, 792, 1929.

2) Über den gegenwärtigen Stand der Messungen siehe u. a. den Artikel von H. Sack in den „Ergebnissen der exakten Wissenschaften" Band VII.

rücksichtigen, daß die meisten derartigen Messungen nur bei einer einzigen Temperatur ausgeführt sind und infolgedessen das temperaturunabhängige Glied der Molekularpolarisation der Optik entnommen werden muß.

Obwohl die Vorgänge im Innern einer Flüssigkeit recht verwickelter Natur sind, scheinen doch neuere Arbeiten von Raman und seinen Mitarbeitern die Verhältnisse einigermaßen zu klären. Betrachtungen über die Lichtstreuung und den Kerr-Effekt[1]) führen Raman und Krishnan[2]) zu einer allgemeinen Theorie über die Streuung an dichten Medien, in welcher sie versuchen die Konstante des innern Feldes durch einen Wertetripel (ähnlich wie die Polarisierbarkeit anisotroper Moleküle) zu ersetzen, wobei die eingeführten neuen Größen einzig und nur Funktionen der Dichte sind. Krishnan[3]) hat in einer kürzlich erschienenen Arbeit die Theorie am optischen und dielektrischen Verhalten von flüssigem Benzol erprobt und gute Übereinstimmung mit der Erfahrung gefunden. Ob die Theorie auch gegenüber dem dielektrischen Verhalten von Dipolflüssigkeiten standhält, bleibt vorerst noch abzuwarten.

Berechnet man die Molekularpolarisation von flüssigem Benzol mit dem üblichen Faktor $\frac{4\pi}{3}$, so erhält man eine schwache Zunahme der Molekularpolarisation (gegensätzlich zur Debyeschen Theorie) mit der Temperatur. Genau zum selben Befund gelangen Smyth und Stoops[4]) bei ihren vor kurzem mitgeteilten Untersuchungen an den 12 flüssigen Isomeren des Heptans. Streng genommen ist hier wie dort der Schluß, daß die untersuchten Flüssigkeiten deshalb kein Moment besitzen, nicht ohne weiteres stichhaltig; es liegen auch Messungen an Substanzen vor, deren Moleküle sicherlich elektrische Momente aufweisen und die trotzdem das gleiche Verhalten zeigen[5]). Erst dann, wenn der von Raman und Krishnan vorgeschlagene Weg sich wirklich als erfolgreich erweisen sollte, können Messungen der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von reinen Flüssigkeiten herangezogen werden, um Aufschlüsse über das elektrische Moment der Moleküle zu erhalten. Selbstverständlich wäre auch die Bestimmung des elektrischen Momentes aus der Konzentrationsabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Lösungen noch einer Korrektur im Sinne Ramans zugänglich. Es darf aber nicht übersehen werden (die Korrektur Krishnans hat mehr empirischen Charakter), daß das Arbeiten mit Gasen wegen den äußerst saubern Bedingungen noch vieles voraus hat und immer noch vorzuziehen ist. Nach wie vor bleibt das Heer aller schwer verdampfenden Stoffe dem „flüssigen" Verfahren vorbehalten und daher wäre eine auf eine bessere Grundlage sich stützende Auswertung der experimentellen Ergebnisse besonders zu begrüßen.

Bei fast allen bis heute vorliegenden Messungen[1]) an Gasen ist das Temperaturverhalten der Dielektrizitätskonstanten bei Dichten, die weiter in keinem nähern Zusammenhang zueinander stehen, untersucht worden; vorzugsweise ist das Gas bei Atmosphärendruck gemessen worden. Gelingt mit den modernen Hilfsmitteln die Bestimmung der elektrischen Susceptibilität ($\varepsilon - 1$) eines Gases auf 1—2 Promille genau, so ist dieselbe Genauigkeit auch von der Bestimmung der Dichte ϱ zu fordern, wenn nachher die Molekularpolarisation

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{M}{\varrho}$$

mit befriedigender Genauigkeit angegeben werden soll. Mit Ausnahme von Stuart[2]) haben alle Beobachter die verwendeten Dichten nicht direkt gemessen, sondern mit Hilfe der gebräuchlichen Gasgesetze (gewöhnlich mit der Van der Waalsschen Zustandsgleichung) aus den Meßtemperaturen und Drucken berechnet. Aber sogar die aus der Van der Waalsschen Zustandsgleichung ermittelten Dichten können von den wahren Werten beträchtlich abweichen. So findet z. B. Stuart bei Äthyläther Abweichungen der gemessenen Werte von den theoretischen bis zu 1,7 Proz. (2,9 Proz. gegenüber dem idealen Gasgesetz) und auch unsere absoluten Dichtemessungen führen zu demselben Resultat. Diese merklichen Abweichungen der nach Van der Waals berechneten Dichten von den wahren Werten, sind bei allen Angaben über die Genauigkeit der gefundenen elektrischen Momente nie in Rechenschaft gezogen worden. Die Angaben sind nur aus der Genauigkeit der dielektrischen Messung und aus den sich ergebenden Unstimmigkeiten im geforderten linearen Verlauf der Molekularpolarisation mit der reziproken Temperatur erwogen worden.

1) C. V. Raman und K. S. Krishnan, Roy. Soc. Proc. A **117**, 1, 1927; Phil. Mag. **5**, 498, 1928.

2) C. V. Raman und K. S. Krishnan, Roy. Soc. Proc. A **117**, 589, 1928 und nach persönlichen Mitteilungen Ramans.

3) K. S. Krishnan, Roy. Soc. Proc. A **126**, 155, 1929.

4) C. P. Smyth und W. N. Stoops, Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 1883, 1928.

5) R. Sänger, Physik. Zeitschr. **27**, 165, 1926.

1) Über die verschiedenen Arbeiten siehe P. Debye, „Polare Molekeln". Verlag Hirzel, Leipzig 1929. Neu kommen hinzu: Die Messungen von Miles an dampfförmigen einfachen Alkoholen. Wir werden an anderer Stelle darauf zurückkommen.

2) H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **47**, 457, 1928; **51**, 490, 1928.

Untersuchungen über den Temperaturgang des Druckes bei konstanter Dichte zeigen, daß bei kleinen (bei den Dielektrizitätskonstanten-Messungen verwendeten) Dichten der Druckverlauf, wie es die Van der Waalssche Gleichung

$$p = -\frac{a}{v^2} + \frac{R}{v-b}T$$

fordert, ein fast vollkommen linearer ist[1]). Die Neigung der Geraden weicht aber von der nach Van der Waals mit Hilfe der kritischen Daten berechneten Neigung beträchtlich ab. Da die Abweichungen der aus den Gasgesetzen ermittelten Dichten von den wahren Werten systematischer Natur sind, werden sie nicht ohne weiteres im Temperaturverhalten der Molekularpolarisation zur Geltung kommen, sondern in erster Näherung nur eine Drehung der den Verlauf der Molekularpolarisation mit der reziproken Temperatur darstellenden Geraden bewirken. Die durch die Dichtefehler hervorgerufenen Unstimmigkeiten in der Linearität fallen noch innerhalb der Meßfehlergrenze. So kann nicht ohne weiteres, wie dies oft gemacht wurde, aus dem vorgefundenen, oft sehr kleinen mittleren quadratischen Fehler auf die Genauigkeit des elektrischen Momentes geschlossen werden, wenn nicht die eben angeführte Fehlerquelle in Rechnung gezogen wird. Anders verhält es sich bei den Messungen von Stuart, bei denen für jede Susceptibilitätsmessung noch die zugehörige Dampfdichte mit ungefähr derselben Genauigkeit von 1—2 Promille gemessen wurde. Hier liefert der vorgefundene mittlere quadratische Fehler unmittelbar den Anhaltspunkt für die Beurteilung der Genauigkeit des elektrischen Momentes und des temperaturunabhängigen optischen Gliedes der Molekularpolarisation.

Das von mir und Steiger ausgearbeitete Verfahren zur Bestimmung des Temperaturverhaltens der Molekularpolarisation geht einen etwas andern Weg. Statt die Messungen bei irgendwelchen beliebigen Dichten auszuführen, haben wir die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten bei konstanter Dichte, d. h. bei konstanter Molekülzahl zu messen versucht.

Anfänglich[2]) wurde die Messung des Temperaturganges der Dielektrizitätskonstanten an ein und derselben, im Meßkondensator eingeschlossenen Molekülzahl ausgeführt, indem der Meßkondensator, einmal abgefüllt, von einer Temperaturstufe zur nächsten geheizt und auf jeder Stufe die Messung gemacht wurde. Das Verfahren konnte aber infolge der zu weit gehenden Bedingung an die Konstanz der verwendeten Schwingungssysteme nur eine Genauigkeit der elektrischen Momente von ungefähr $0{,}1 \cdot 10^{-18}$ [1]) zeitigen.

Bei den letzten Versuchen[2]) wurde, unabhängig von der dielektrischen Messung zuerst der Temperaturgang des Druckes für eine konstante Dichte bestimmt und hierauf die Messung der Dielektrizitätskonstanten bei den verschiedenen Temperaturen und ihren zugehörigen Dampfdrucken einzeln ausgeführt. Mit einer besonders konstruierten Apparatur konnte die konstant gehaltene Dichte nachträglich noch gemessen werden, doch nur bis zu einer Höchsttemperatur von 80°, weshalb eine Überprüfung der Konstanz der Dichte bei den oben zitierten Zustandsmessungen nicht möglich war. Unter anderm sind die folgenden elektrischen Momente gefunden worden:

Wasser	$\mu = 1{,}84 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-18}$
Methyläther	$\mu = 1{,}32 \pm 0{,}02 \cdot 10^{-18}$
Äthyläther	$\mu = 1{,}10 \pm 0{,}02 \cdot 10^{-18}$
Methylchlorid	$\mu = 1{,}85 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-18}$
Äthylchlorid	$\mu = 2{,}00 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-18}$.

In den angegebenen Fehlergrenzen sind die im Temperaturgang des Druckes auftretenden Fehler nicht mit eingerechnet. Machen sich bei den verwendeten Dichten noch keine assoziativen Einflüsse geltend, so müssen wir erwarten, daß die von uns angegebenen Werte mit denjenigen von Stuart übereinstimmen. Stuart findet für Äther und Chloride[3]) die folgenden Werte:

Methyläther	$\mu = 1{,}29 \cdot 10^{-18}$
Äthyläther	$\mu = 1{,}14\ (\pm 0{,}015) \cdot 10^{-18}$
Methylchlorid[4])	$\mu = 1{,}89 \cdot 10^{-18}$
Äthylchlorid	$\mu = 2{,}08 \cdot 10^{-18}$.

Im großen und ganzen stimmen die Stuartschen Werte mit den unsern sehr gut überein, doch bei näherm Vergleich scheinen die Ergebnisse immerhin auf eine systematische, wenn auch geringfügige Abweichung hinzudeuten. Aus diesem Grunde war eine Überprüfung unseres Meßverfahrens angebracht. Da bei der Auswertung nur Messungen der Dielektrizitätskon-

1) J. A. Beattie; Bridgemann und Beattie siehe weiter unten.

2) R. Sänger, Physik. Zeitschr. **27**, 556, 1926; **28**, 455, 1927.

1) Bei Äthylalkohol ist infolge chemischer Beeinflussung der damals verwendeten Kondensatorplatten (aus Messing) die Genauigkeit noch kleiner.

2) R. Sänger und O. Steiger, Helv. Phys. Act. **1**, 369, 1928; **2**, 136, 411, 1929; Referat von R. Sänger in den „Leipziger Vorträgen 1929".

3) O. Fuchs, Diss. Königsberg, erscheint demnächst in der Zeitschr. f. Phys., zitiert in der Arbeit von Stuart über den Kerr-Effekt, Zeitschr. f. Phys. **59**, 13, 1929.

4) C. S. Sircar, Ind. Journ. of Phys. **5**, 197, 1928 findet für Methylchlorid $1{,}69 \cdot 10^{-18}$; die Abweichung von den im Text zitierten Werten dürfte gerade in der oben kritisierten Benutzung der Gasgesetze liegen.

stanten mit einer Genauigkeit von 1—2 Promille in $\varepsilon - 1$ verwendet wurden, ist eine eventuelle Fehlerquelle nicht hier zu suchen. Das gleiche gilt auch für die Messungen der Dichte. Sollten also kleine sich bemerkbar machende Fehler vorhanden sein, müßten sie in der Ermittelung des Temperaturverhaltens des Druckes liegen. Neue wiederholte Messungen (z. T. an Luft ausgeführt) haben auch sofort gezeigt, daß das bis anhin verwendete Verfahren (es wurde mit den gleichen Kesseln wie bei der dielektrischen Messung gearbeitet) die Zustandsgleichung nicht mit der Genauigkeit und Zuverlässigkeit zu geben vermag, die für die nachherige Auswertung der dielektrischen Ergebnisse erwünscht wären. Wir haben deshalb mit dem Ausbau einer neuen Apparatur[1]) begonnen, die gestatten soll, die Zustandsgleichung der Gase und Dämpfe hinreichend genau zu bestimmen. Und in allernächster Zeit werden wir unsere Angaben einer Nachkorrektur unterziehen; doch sind nur geringfügige Änderungen in den Momenten zu erwarten, die auf eine quantitative Diskussion überhaupt keinen Einfluß ausüben.

2. Die Messungen an Wasser- und Äthylätherdampf.

Bei Wasser und Äthyläther sind wir schon jetzt in der Lage eine Korrektur unserer früheren Angaben zu machen, womit wir gleichzeitig die angegebenen Werte auf ihre Genauigkeit prüfen können. Für Wasserdampf besitzen wir genügende Angaben (s. Hütte I) um den genauen Temperaturgang des Druckes für eine konstante Dichte anzugeben. Die von uns veröffentlichten dielektrischen Messungen an Wasserdampf sind deshalb bereits bei Temperaturen und Drucken erfolgt, die ein und derselben konstanten Dichte entsprechen. In dieser Hinsicht bedürfen unsere Angaben also keiner Korrektur. Da aber $\varepsilon - 1$ auf 1 Promille genau gemessen und bereits schon an der dritten Stelle nach dem Komma beginnt, ist es angebracht für Wasser eine etwas veränderte neue Tabelle zu geben, die der Genauigkeit der dielektrischen Messung Rechnung trägt, indem die Molekularpolarisation nicht mehr durch die vereinfachte Formel

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{3} \frac{M}{\varrho},$$

sondern durch die genaue Definitionsformel

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{M}{\varrho}$$

berechnet wird.

[1]) Siehe auch Diss. Steiger, Zürich, erscheint in der Physik. Zeitschr.

Die von Beattie[1]) ausgeführten genauen Zustandsmessungen an Äthyläther geben uns die Möglichkeit den von uns gefundenen Temperaturgang des Druckes von Äthyläther zu überprüfen. Dazu benutzen wir seine für Äthyläther vorgeschlagene Zustandsgleichung (in der Form von Keyes[2])), da sie bei größeren spezifischen Volumen sehr genaue Werte zu geben vermag. Zudem werden die Abweichungen der berechneten von den gemessenen Werten für größere spezifische Volumen unabhängig von der Dichte. Deshalb dürfen wir die von Beattie angegebene Zustandsgleichung ohne weiteres heranziehen, um die unsern Versuchsbedingungen zugehörige Dichte zu berechnen, wobei für alle Temperaturen sich derselbe Wert der Dichte ergeben sollte[3]).

In den folgenden beiden Tabellen I und II sind die in obigem Sinne korrigierten Angaben enthalten: In der ersten Kolonne steht die absolute Temperatur, in der zweiten deren reziproker Wert und in der dritten Kolonne der bei der dielektrischen Messung verwendete Druck in cm/Hg. Dann folgen in der vierten Kolonne die zugehörigen Dichten bzw. Mol-Volumen und in der fünften Kolonne die mit 10^5 vervielfachte gemessene Susceptibilität $\varepsilon - 1$. Die letzte Kolonne zeigt endlich die aus den aufgeführten Daten berechnete Molekularpolarisation.

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{M}{\varrho} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} v. \qquad (1)$$

Die nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelten Konstanten A und B der Debyeschen Gleichung für die Molekularpolarisation

$$P = \frac{4\pi}{3} N \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT}\right) = A + B \cdot \frac{1}{T} \qquad (2)$$

(N = Loschmidtsche Zahl) sind den Tabellen unten beigefügt, sowie der mittlere quadratische Fehler f_P und der nach dem Gaussschen Ansatz sich ergebende, mittlere Fehler in A und B. Sodann ist jeder Tabelle noch das aus der Konstanten B berechnete, elektrische Moment μ beigegeben.

[1]) J. A. Beattie, Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 342, 1924. loc. cit.

[2]) Keyes, Proc. Nat. Acad. Science **8**, 323, 1917.

[3]) Bridgemann und Beattie, Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 1665, 1927; **50**, 3153, 1928 haben kürzlich eine neue Form der Zustandsgleichung für Gase und Dämpfe vorgeschlagen und auf Grund der bis heute vorliegenden Messungen die Konstanten der Gleichung für 10 verschiedene Gase angegeben. Nach dieser Gleichung berechnet, ergeben sich bei unsern Meßbedingungen für Äther genau die gleichen Werte der Dichte wie nach der frühern Gleichung

Tabelle I.

Wasserdampf.

T	$\frac{10^3}{T}$	p_{cmHg}	v_{cm^3}	$(\varepsilon-1)\cdot 10^5$	P
393,0	$2{,}544_5$	56,49	43090	$400{,}2_0$	(57,40)
423,0	$2{,}364_0$	60,93		$371{,}6_7$	53,32
453,0	$2{,}207_8$	65,34		348,8	50,04
483,0	$2{,}070_4$	69,75		$328{,}7_3$	47,17

$A = 3{,}756\ f_A = 0{,}053\ f_P = 0.005$
$B = 20967\ \ f_B = 25$
$\mu = 1.842 \pm 0.008 \cdot 10^{-18}$

(Für die Bestimmung von A und B sind bei Wasserdampf nur die Meßresultate der drei höheren Temperaturen verwendet worden, da der Wert von P für die Temperatur 393.0 etwas außerhalb der durch die drei anderen Werte gezogenen Graden zu liegen kommt. Wir erklären es durch die auch schon von andern Beobachtern konstatierte beginnende Assoziation der Wassermolekeln bei tieferer Temperatur. Der Wert von P für 393 ist deshalb in der Tabelle in Klammer gesetzt.)

Tabelle II.

Äthyläther.

T	$\frac{10^3}{T}$	p_{cmHg}	v_{cm^3}	$(\varepsilon-1)\cdot 10^5$	P
313,0	$3{,}194_9$	60,26	31610	495,0	52,07
353,0	$2{,}832_9$	68,67	31420	470,0	49,15
393,0	$2{,}544_5$	77,02	31290	450,7	46,95
433,0	$2{,}309_3$	85,26	31230	431,0	44,81

$A = 26{,}14_1\ f_A = 0{,}49\ f_P = 0{,}12$
$B = 8125\ \ f_B = 178$
$\mu = 1{,}14_6 \pm 0{,}01_2 \cdot 10^{-18}$

Der neue genauere Wert für das Moment des Wassermoleküls weicht natürlich nur unmerklich vom früheren von uns angegebenen Werte ab. Nach einer älteren, weniger genauen Methode fand Jona[1] $1{,}87 \cdot 10^{-18}$, während Stuart[2] aus den Messungen von Zahn[3] an Wasserdampf bei ganz niedrigen Drucken $\mu = 1{,}82 \pm 0{,}09$ folgert; dagegen $1{,}79 \pm 0{,}05$ bei Verwendung von nur einer Messung bei $t = 29{,}6^0$ unter Abschätzung des ultraroten Beitrages. Williams[4] findet auf Grund seiner Messungen an in Benzol gelöstem Wasser $1{,}7 \pm 0{,}06 \cdot 10^{-18}$; infolge der außerordentlich geringen Löslichkeit von Wasser in Benzol ist nach dem in der Einleitung Ausgesagten die Genauigkeit wohl wesentlich kleiner.

1) M. Jona, Physik. Zeitschr. **20**, 15, 1919.
2) loc. cit.
3) C. T. Zahn, Phys. Rev. **27**, 329, 1926.
4) J. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 683, 1928.

Wie Tabelle II zeigt, ergibt sich für Äthyläther eine Änderung der Dichte von ungefähr 2 Proz. über dem ganzen Temperaturbereich, was einen etwas veränderten Wert des elektrischen Momentes zur Folge hat. Der neue Wert des Momentes ist etwas größer als der frühere und stimmt mit jenem von Stuart und Fuchs fast vollständig überein. Andere Messungen an Äthyläther liegen nicht vor, außer Messungen an verdünnten Lösungen; diese ergeben alle ungefähr denselben Wert $\mu = 1{,}21 \cdot 10^{-18}$. Der Unterschied beruht zur Hauptsache auf der Vernachlässigung des Ultrarotbeitrages (siehe Abschnitt 3).

Wie ersichtlich bringt die an den beiden Substanzen durchgeführte Korrektur keine Änderung in die Diskussion über die Größe der gefundenen Momente; es wird nur die Genauigkeit präzisiert. Wir werden aber dennoch am Schlusse dieser Arbeit den Zusammenhang zwischen Moment und Struktur noch kurz erörtern, doch soll vorerst eine andere Erscheinung, die ihrerseits wiederum erlaubt über die Genauigkeit der Meßmethoden etwas auszusagen, näher betrachtet werden.

Es dürfte vielleicht noch angebracht sein, zu betonen, daß der Temperaturverlauf der Molekularpolarisation keine Auffälligkeiten zeigt, die auf einen von Jung und Schleede[1]) vermuteten Effekt hindeuten würden, obschon gerade Äther für eine temperaturempfindliche asymmetrische Radikalschwingung prädestiniert wäre.

3. Ultrarotglied der Molekularpolarisation.

Bekanntlich kann nach der Theorie der Dispersion, wenn sich in der Nachbarschaft keine Eigenschwingung befindet, für die Refraktion

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{4\pi}{3}\sum N_k \frac{e_k^2/m_k}{\omega_k^2-\omega^2} \qquad (3)$$

geschrieben werden[2]). Darin bedeuten ε bzw. n die Dielektrizitätskonstante bzw. den Brechungsindex für die Kreisfrequenz ω; ω_k die Eigenschwingungen, N_k die Anzahl der schwingungsfähigen Ionen und Elektronen k ter Gattung pro Volumeneinheit und e_k bzw. m_k deren Ladung bzw. Masse. Führen wir in Gleichung (3) die Größen z_k ein, die angeben, wieviel schwingungsfähige Ionen durchschnittlich auf ein Atom kommen, und setzen wir nachher noch zu Ab-

1) C. Jung und A. Schleede, Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 207, 1929.
2) Siehe Försterling, Lehrbuch der Optik 1929, p. 91, Formel 84a, wobei $\omega\omega'$ gegenüber $\omega_k^2 - \omega^2$ vernachlässigt werden kann.

kürzung

$$C_h = z_h \frac{e_h^2}{m_h}, \qquad (4)$$

so geht schließlich (3) über in die für uns zweckmäßigere Form[1])

$$P = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\varrho} = \frac{4\pi}{3} N \sum \frac{C_h}{\omega_h^2 - \omega^2}, \qquad (5)$$

worin nun wieder N die Loschmidtsche Zahl und P die Molekularrefraktion bzw. Polarisation bedeuten. Ist der in Frage kommende Stoff vollkommen durchsichtig, besitzt er, mit andern Worten, im sichtbaren Gebiet keine Eigenfrequenzen, so können wir (5) in zwei Teile zerlegen

$$P = P_v + P_r \qquad (6)$$

wo in

$$P_v = \frac{4\pi}{3} N \sum_{\text{vio}} \frac{C_h}{\omega_h^2 - \omega^2} \qquad (7a)$$

die Summe nur über die ultravioletten und in

$$P_r = \frac{4\pi}{3} N \sum_{\text{rot}} \frac{C_h}{\omega_h^2 - \omega^2} \qquad (7b)$$

die Summe nur über die ultraroten Eigenschwingungen zu erstrecken ist. Da bei den ultravioletten Schwingungen die Elektronen die schwingenden Partikel sind, wird P_v gewöhnlich als die Elektronenpolarisation bezeichnet. Analog nennt man P_r die Atompolarisation, weil hier Atome und ganze Molekülteile an der Schwingung beteiligt sein können.

Gehen wir über zur Frequenz Null, so geht P über in das temperaturunabhängige Glied A der statischen Molekularpolarisation und wir haben

$$A = A_v + A_r, \qquad (6')$$

wo nun

$$A_v = \frac{4\pi}{3} N \sum_{\text{vio}} \frac{C_h}{\omega_h^2}, \quad A_r = \frac{4\pi}{3} N \sum_{\text{rot}} \frac{C_h}{\omega_h^2} \qquad (7a') \text{ bzw. } (7b')$$

die Grenzwerte von P_v bzw. P_r für $\omega = 0$ darstellen. Diese Grenzwerte A_v und A_r bezeichnen wir als die Ultraviolett- bzw. Ultrarotglieder der statischen Molekularpolarisation. Wären die Vorgänge im Innern einer Molekel vollständig abgeklärt, so müßte mit (4) und (7') eine Berechnung von A_v und A_r grundsätzlich möglich sein. Doch schon bei der Berechnung von A_v stößt man auf erhebliche Schwierigkeiten und bei A_r ist sie praktisch so gut wie unmöglich, da über die bei der Schwingung beteiligten Ladungen und Massen nichts näheres ausgesagt werden kann. Bei ganz einfachen heteropolaren Molekeln gelingt es unter Umständen, eine Abschätzung von A_r zu geben, weil vermutet werden kann, daß der Hauptteil von A_r in einer Schwingung des permanenten Dipols, mit welchem diese Molekeln naturgemäß ausgerüstet sind, besteht.

Wir haben aber die Möglichkeit A_v auf dem Wege einer Extrapolation zu bestimmen. Ist der Einfluß der ultraroten Eigenschwingungen noch sehr gering, so kann die Molekularrefraktion P direkt gleich gesetzt werden der Elektronenpolarisation P_v oder also

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\varrho} = P_v = \frac{4\pi}{3} N \sum_{\text{vio}} \frac{C_h}{\omega_h^2 - \omega^2}. \qquad (8)$$

Kennen wir daher den Verlauf der normalen Dispersion über das sichtbare Gebiet, so können wir durch eine Extrapolation der Kurve auf $\omega = 0$ den Wert von A_v angenähert finden. In den meisten Fällen ist es möglich, den Einfluß der ultravioletten Eigenschwingungen auf die Dispersion mit einer einzigen modifizierten ultravioletten Eigenfrequenz ω_0 mit genügender Genauigkeit wiederzugeben. Wir schreiben dann

$$P_v = \frac{C}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

In diesem Falle genügt für die Extrapolation die Kenntnis des Brechungsindex für zwei verschiedene Wellenlängen. Eine eingliedrige Dispersionsformel ist für unsern Zweck auch vollständig hinreichend, da die Extrapolation sowieso nur eine ganz geringfügige Änderung der Molekularrefraktion darstellt. Ist eine zweigliedrige Formel, wie bei den Halogenwasserstoffen vorhanden, so werden wir uns derer bedienen (s. Fußnote 2, S. 312 u. f.). Bei Gasen[1]), die hier einzig in Betracht kommen, sind meistens nur spärliche Angaben über die Dispersion zu finden. Oft ist der Brechungsindex nur für eine einzige Wellenlänge bekannt und daher eine Extrapolation überhaupt unmöglich. In diesem Falle wird am besten der Wert der Molekularrefraktion für die betreffende Wellenlänge direkt als A_v angesprochen. Die Übernahme eines extrapolierten Wertes aus dem flüssigen Zustand des Stoffes könnte einen grössern Fehler in sich schließen, als der Verzicht auf die Extrapolation. Dazu bestehen noch die in

[1]) Für die meisten in Frage kommenden Gase und Dämpfe ist n nur wenig verschieden von 1. Deshalb darf im Gegensatz zur statischen Dielektrizitätskonstanten vereinfacht gesetzt werden

$$P = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\varrho} = \frac{2}{3} (n-1) \frac{M}{\varrho}.$$

Für die theoretische Erörterung ist der vollständige Ausdruck vorzuziehen.

[1]) Bei Darstellung mit nur einer ultravioletten Eigenfrequenz dürfen wir bei Gasen ($n \sim 1$) für die Extrapolation auch von einer noch weitergehenden Vereinfachung Gebrauch machen und setzen (λ = Wellenlänge)

$$n - 1 = \frac{C'}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega}\right)^2} = \alpha + \beta \frac{1}{\lambda^2}$$

der Einleitung vorgebrachten Bedenken; die Ramanschen Vorschläge über das innere Feld, können auch hier sich nützlich erweisen.

Ist A_v auf diese Weise bestimmt und die Konstante A aus dem Temperaturverhalten der statischen Molekularpolarisation bekannt, so haben wir damit auch den Wert des Ultrarotgliedes A_r ermittelt. Da aber A_r gewöhnlich klein ist gegenüber A_v und durch eine Differenzbildung gefunden wird, so müssen die Angaben über A_v und A notwendigerweise auf ihre Genauigkeit geprüft werden. In der Literatur ist in letzter Zeit öfters erwähnt worden (u. a. auch in Errera, „Polarisation diélectrique"), daß zwischen den gefundenen Werten von A_r keine Gesetzmäßigkeiten festzustellen seien. Das ist auch ohne weiteres verständlich und nur auf die geringe Genauigkeit der einzelnen Angaben zurückzuführen. (Meistens handelt es sich um Beobachtungen an Flüssigkeiten). So lange nicht genaue Messungen über den Temperatureffekt der Dielektrizitätskonstanten und die Dispersion vorliegen, ist an einen quantitativen Vergleich der gefundenen Ultrarotglieder nicht zu denken. Die von Smyth und Morgan[1]) durch ihre sorgfältigen Messungen des Temperatureffektes der Dielektrizitätskonstanten an verdünnten Lösungen erhaltenen Resultate scheinen zwar schon in bestimmter Richtung zu zeigen, doch die von Smyth, Zahn und Miles[2]) ausgeführten Messungen des Temperaturverhaltens der Dielektrizitätskonstanten von Gasen lassen wiederum keine Diskussion zu. Da bei diesen Messungen die Dichte nur mit der Van der Waalsschen Näherung gerechnet wurde, wird hierin der Grund für das Versagen eines quantitativen Vergleichs der Beträge von A_r zu suchen sein.

1) C. T. Smyth und S. O. Morgan, Amer. Chem. Soc. **50**, II, 1547, 1928, finden für A_r folgende Werte: C_6H_{14} 0,6; $CHCl_3$ 5,8; C_6H_5Cl 3,3; C_2H_5Br (11) (der letztere Wert ist nicht besonders zuverlässig).

2) C. T. Smyth und C. T. Zahn, Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 2501, 1925 (Messungen an C_2H_2; C_2H_4 und C_2H_6); C. T. Zahn und J. B. Miles, Phys. Rev. **32**, 497, 1928 (Messungen an CS_2; H_2S); J. B. Miles, Phys. Rev. **34**, 964, 1929 (Messungen an dampfförmigen einfachen Alkoholen).

Ich habe versucht die dielektrischen Messungen von Zahn, Phys. Rev. **27**, 455, 1926, an den Halogen-Wasserstoffen für eine Bestimmung des Ultrarotgliedes zu verwerten. Mit der Methode der kleinsten Quadrate erhält man aus den zitierten Messungen die in Tabelle III a aufgeführten Konstanten A und B. K. L. Wolf, Ann. d. Phys. **81**, 637, 1926, berechnete auf Grund der Dispersionsmessungen von C. und M. Cuthbertson für HCl, HBr und HJ eine zweigliedrige Dispersionsformel; diese gestattet ausnahmsweise eine genaue Extrapolation der Molekularrefraktion. Die gefundenen extrapolierten Werte A_v sind in der vierten Kolonne der Tabelle gegeben. In der fünften Kolonne folgt der aus der Differenz $A - A_v$ sich ergebende Wert des Ultrarotanteils A_r.

Tabelle III a.

Substanz	A	B	A_v	$A_r = A - A_v$	$A_{r\,(\text{theoret.})}$
HCl	7,80	6609	6,46	1,34	0,41
HBr	9,00	3874	8,78	0,22	0,50
HJ	14,55	722	13,01	1,54	—

Wir können bei diesen einfachen Molekeln einmal versuchen, eine Berechnung von A_r mit Hilfe der ultraroten Eigenschwingungen vorzunehmen. Nach C. Hettner, Zeitschr. f. Phys. **1**, 345, 1920, müssen die an HCl und HBr (Messungen von Imes, Astrophys. Journ. **20**, 251, 1919 und J. B. Brinsmade und E. C. Kemble, Proc. Nat. Acad. Wash. **3**, 420, 1918) beobachteten, an zwei Stellen auftretenden ultraroten Absorptionsbanden als Grundschwingung und eine sich als Abweichung vom quasielastischen Kraftgesetz ergebende erste Oberschwingung aufgefaßt werden, wobei die Grundschwingung sich durch ihre viel stärkere Intensität auszeichnet. Die Hauptbanden liegen für HCl bei $\lambda = 3{,}46\,\mu$, für HBr bei $\lambda = 3{,}91\,\mu$.

Betrachten wir die Halogenwasserstoffe als Jonenverbindungen — neuere quantentheoretische Überlegungen über die bei den Halogenwasserstoffen auftretenden Austauschkräfte scheinen zwar eher für eine homöopolare Bindung zu sprechen, wenigstens für HBr und HJ (siehe u. a. das Referat von F. London in den „Leipziger Vorträgen 1928") — so werden wir die Grundschwingung als Schwingung der beiden Jonen gegeneinander aufzufassen haben, wobei als schwingende Masse die reduzierte Masse beider Jonen und als die bei der Schwingung beteiligte Ladung, die Ladung eines Elektrons zu nehmen ist. Bei nur einer einzigen ultraroten Eigenschwingung ω_1 folgt aus (4) und (7 b) für A_r

$$A_r = \frac{4\pi}{3} N z \frac{e^2}{m \omega_1^2}.$$

Nach obiger Aussage ist für z eins zu setzen und für e die Elementarladung. Da aber die für A_r gegebene Gleichung gemäß der Ableitung der Dispersionsformel (3), nur für ein isotropes Medium gilt, so ist für Hantelmolekeln, wie sie die Halogenwasserstoffe darstellen mit nur einer Polarisierbarkeit in einer Richtung, die rechte Seite der obigen Formel für A_r noch mit dem Faktor $^1/_3$, der sich naturgemäß aus der Mittelung des Feldes über alle Lagen einer Molekel ergibt, zu multiplizieren. Damit erhalten wir schließlich, indem wir noch für die reduzierte Masse setzen

$$\frac{1}{m} = N\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}\right)$$

(M_1 und M_2 die Molekulargewichte der Jonen) für das Ultrarotglied der Molekularpolarisation

$$A_r = \frac{4\pi}{9} N^2 \frac{e^2}{\omega_1^2}\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}\right)$$

oder bei Vernachlässigung von $\frac{1}{M_2}$ gegenüber $\frac{1}{M_1}$ (Wasserstoffion $M_1 = 1$)

$$A_r = \frac{4\pi}{9} N^2 \frac{e^2}{\omega_1^2}.$$

Die aus den bereits gegebenen Daten für HCl und HBr nach dieser Formel berechneten Werte von A_r sind ebenfalls in der erwähnten Tabelle III a letzte

Durch die von C. und M. Cuthbertson[1]) äußerst sorgfältig ausgeführten Dispersionsmessungen ist für Wasserdampf eine genauere Extrapolation von $P = P_v$ möglich. Für diese Extrapolation benutzen wir am besten die von ihnen gegebene eingliedrige Dispersionsformel

$$n_0 - 1 = \frac{2{,}62707 \cdot 10^{27}}{10697 \cdot 10^{27} - \nu^2}. \qquad (a)$$

Darin bedeutet n_0 „den auf die Dichte von Wasserstoff bei 0° und 76 cm Hg reduzierten gemessenen Brechungsindex multipliziert mit dem Verhältnis der Molekulargewichte von Wasser und Wasserstoff", mit andern Worten, wir können für n_0 schreiben

$$n_0 - 1 = \frac{1}{v_0'} (n_{\text{gem}} - 1) \frac{M}{\varrho}, \qquad (b)$$

wo v_0' das Molvolumen von Wasserstoff bei 0° und 67 cm Hg ($v_0' = 22428{,}8$ cm³) ist. Der sehr kleine Wert von $n - 1$ erlaubt die Verwendung der vereinfachten Formel

$$P = \frac{2}{3} (n_{\text{gem}} - 1) \frac{M}{\varrho} \qquad (c)$$

ohne Einbuße an Genauigkeit. Zusammen mit der Gleichung (b) und dem Wert für v_0', finden wir für die Molekularrefraktion oder Elektronenpolarisation

$$P = 14953 (n_0 - 1). \qquad (d)$$

Setzen wir in (a) $\nu = 0$, so erhalten wir $(n_0 - 1)$ extrapoliert $= 0{,}0002456$. (Um zu zeigen wie verhältnismäßig wenig die Extrapolation ausmacht, entnehmen wir für den Vergleich den Messungen von C. und M. Cuthbertson die folgenden beiden Werte: $n_0 = 1{,}0002550$ für $\lambda = 0{,}4800\ \mu$; $n_0 = 1{,}0002503$ für $\lambda = 0{,}6708\ \mu$.) Der gefundene Wert für $(n_0 - 1)_{\text{extrapol.}}$ schließlich in (c) eingesetzt, ergibt für das gesuchte Ultraviolettglied der Molekularpolarisation $A = 3{,}672$.

Für Äthylätherdampf liegen die Verhältnisse weniger günstig; hier stehen uns bloß die älteren, bei nur zwei Wellenlängen ausgeführten Messungen von Lorenz[1]) mit den Werten:

$$n = 1{,}001521 \text{ für } \lambda = 0{,}589\ \mu$$
$$n = 1{,}001514 \text{ für } \lambda = 0{,}671\ \mu$$

zur Verfügung. n bedeutet den auf 0° und 76 cm Hg mit dem gewöhnlichen Gasgesetz reduzierten Brechungsindex. Vollzieht man die Extrapolation in der Darstellung $n - 1 = \alpha + \beta \frac{1}{\lambda^2}$, so findet man mit den beiden angegebenen Werten $(n-1)_{\text{extrapoliert}} = 0{,}001489$. Und mit dem zugehörigen Molvolumen erhalten wir schließlich für $A_v = 21{,}67$. Dieser Wert kann begreiflicherweise nicht mehr dieselbe Genauigkeit beanspruchen, wie derjenige von Wasser, schon wegen der Verwendung des Gasgesetzes; wir können sie auf etwa $\pm 0{,}5$ ansetzen.

In der folgenden Tabelle III sind die gefundenen Werte A, B, A_v und der aus der Differenz $A - A_v$ sich ergebende Ultrarotanteil A_r für Wasser und Äthyläther zusammengestellt. Für A_r ist zudem die ungefähre Fehlergrenze beigefügt.

Tabelle IIIb.

Substanz	A	B	A_v	$A_r = A - A_v$
Wasser . . .	3,756	20967	3,672	$0{,}08_4 \pm 0{,}06$
Äthyläther . .	26,141	8125	21,67	$4{,}47 \pm 1{,}00$

Wie wir beim Wasserdampf sehen, ist auf dem beschrittenen Wege die genaue Bestimmung von kleinen Ultrarotgliedern A_r sehr schwierig. Eine Berechnung aus den ultraroten Eigenschwingungen, ähnlich wie für die Halogenwasserstoffe im Index, läßt sich kaum mehr machen, da wir nicht wissen, wie wir die vorgefundenen Grundschwingungen bei H_2O schwingungstechnisch zu interpretieren haben. Die sehr schwachen Intensitäten, die man bei den ultraroten Absorptionsbanden an Wasserdampf findet, deuten allerdings auf ein kleines Ultrarotglied.

Das verhältnismäßig große Ultrarotglied[2]) bei Äthyläther ist ohne weiteres aus der viel größeren Zahl schwingungsfähiger Partikel zu verstehen. Solange nicht mehr genaue Messungen in der Literatur vorliegen, ist jede weitere Diskussion überflüssig. Die von mir und Steiger veröffentlichten Arbeiten und auch jene von Stuart, in denen eine Bestimmung von $A_r = A - A_v$ versucht wurde, scheinen zwar bereits auf einen Zusammenhang zwischen der Größe des Moleküls,

Kolonne) unter A_r (theoret.) aufgeführt. Nach allem Ausgesagten dürfen diese Werte wenigstens als eine Näherung angesehen werden.

Ein Vergleich der in der Tabelle IIIa aufgeführten Werte zeigt deutlich, daß die Genauigkeit der Zahnschen Messungen noch nicht hinreicht, um eine Fixierung des ultraroten Anteils vorzunehmen. Wie im Text erwähnt, wird dies zusammenhängen mit den noch zu wenig präzisen Angaben über die bei der Messung verwendeten Dichten. So können selbstverständlich die gefundenen Werte von A_r mit den Werten A_r (theoret.) nicht näher verglichen werden.

1) C. und M. Cuthbertson, Phil. Trans. London A 213, 1, 1913.

1) L. Lorenz, Wied. Ann. 11, 70, 1880 cit. L. B.

2) Stuart findet ungefähr denselben Wert für A_r, nämlich $3{,}9 \pm 1{,}5$.

dem elektrischen Momente und dem Ultrarotglied hinzudeuten. Es müssen aber in erster Linie die in dieser Notiz erwähnten Korrekturen durchgeführt werden, bis Näheres ausgesagt werden kann.

Die für Wasser und Äthyläther erhaltenen vernünftigen Beträge von A_r stützen umgekehrt die Aussagen über die Genauigkeit der elektrischen Messungen bzw. der angegebenen elektrischen Momente.

4. Struktur der Wasser- und Äthermolekel.

Abschließend soll noch kurz auf eine Diskussion der elektrischen Momente eingegangen werden. Wie bereits erwähnt, haben die oben ausgeführten Korrekturen auf frühere quantitative Betrachtungen keinen weitern Einfluß. Sie bedeuten lediglich eine genaue Fixierung der Größe der Momente. Dies gilt in erster Linie für das Wassermolekül, dem wir, wie dem Äthermolekül, wegen der Existenz eines elektrischen Momentes, eine dreieckförmige (gleichschenklige) Struktur zuordnen. Daß ein gestrecktes asymmetrisches Modell für das Wassermolekül nicht in Frage kommt, ist schon von Hund[1]) gezeigt worden. Die von Eucken[2]) aus den ultraroten Banden berechneten Trägheitsmomente ergeben für den Winkel an der Spitze (*O*-Atom) zwei Lösungen: eine erste von etwa 60° und eine zweite von etwa 110°, wobei wir der zweiten Lösung die größere Wahrscheinlichkeit zuordnen. Die benutzten Trägheitsmomente werden von Eucken[3]) nicht mehr gestützt, da sie einer Neuberechnung mit den Mitteln der modernen Quantentheorie bedürfen. Da aber keine wesentliche Änderung zu erwarten ist, können wir den gefundenen Winkel an der Spitze beim *O*-Atom wenigstens als einen genäherten Wert ansehen.

Aus den schon früher veröffentlichten Messungen von Sänger und Steiger und jenen von Stuart, geht hervor, daß der Übergang von Methyl- und Äthyläther von einer Abnahme des elektrischen Momentes begleitet ist. Für das Moment von Propyläther finden die beiden ersten erwähnten Verfasser $0{,}89 \cdot 10^{-18}$, also eine nochmalige und sehr beträchtliche Abnahme. Immerhin muß an Propyläther noch die oben verlangte Nachprüfung der Zustandsgleichung gemacht werden; sie wird jedoch kaum eine nennenswerte Änderung mit sich bringen[1]). Wie schon gesagt, verlangt die Existenz eines elektrischen Momentes eine dreieckförmige Struktur des Äthermoleküls. Die geschilderte Annahme des elektrischen Momentes beim Übergang von Methyl- zu Äthyl-, bzw. von Äthyl- zu Propyläther können wir am einfachsten durch eine Öffnung des Winkels an der Spitze beim *O*-Atom erklären; die Änderung des Winkels ist dabei in Zusammenhang mit einer Änderung der Polarisierung der Alkylen und des Mittelatoms zu bringen. Fassen wir — abgesehen von den Bedenken, die dagegen bestehen — das Äthermolekül als eine Art Ionenverbindung auf, wobei wir die Ionen als undurchdringbare, aber polarisierbare Kugeln (*O*-Ion mit der Ladung $-2e$ und der Polarisierbarkeit α_1; Alkylion mit der Ladung $+e$ und der Polarisierbarkeit α_2; a = Abstand des *O*-Ions von den *H*-Ionen) uns denken, so zeigt eine einfache Rechnung bei Vernachlässigung der Wechselwirkung der induzierten Dipole[2]), daß nur dann der Winkel am Sauerstoffion von einem gesteckten verschieden, mit andern Worten, das Molekül ein gewinkeltes sein kann, wenn der Ungleichung

$$\frac{\alpha_1}{a^3} > \frac{3}{16}\frac{\alpha_2}{a^3} + \frac{1}{8}$$

genügt wird. Diese Ungleichung sagt aber aus, daß, wenn wir die Polarisierbarkeit des Alkylions vergrößern — und das tun wir bei einem Übergang vom Methyl- zum Äthyl-, bzw. vom Äthyl- zum Propylradikal — so verschlechtern wir damit die Stabilitätsbedingungen für ein gewinkeltes Modell, d. h. wir dürfen annehmen, daß bei einem Übergang zu höheren Radikalen eine schwache Öffnung des Winkels eintritt.

Die ganze Betrachtungsweise kann nur als grobe Näherung gelten. So haben wir u. a. auch über die auftretenden Austauschkräfte nichts ausgesagt, sie sogar zu umgehen versucht, indem wir die Ionen mit undurchdringbaren Kugeloberflächen ausgerüstet haben. Vom chemischen Standpunkt aus bestehen schwerwiegende Bedenken gegen die Annahme nichtvorgezeichneter

1) F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **31**, 81, 1925; **32**, 1, 1925.

2) A. Eucken, Jahrb. d. Radioakt. und Elektr. **16**, 408, 1920.

3) A. Eucken und Meyer, Physik. Zeitschr. **30**, 1929, S. 400.

1) J. B. Miles (loc. cit.) findet an den einfachen Alkoholen bei höheren Radikalen ebenfalls eine Abnahme des Momentes, da aber die Dichtebestimmung nur mit der Van der Waalsschen Korrektur erfolgte, glaube ich, daß ein quantitativer Vergleich der gefundenen, wenig voneinander verschiedenen Momente nicht zulässig ist.

2) Die Rechnung folgt im Prinzip dem von F. Hund (loc. cit.) am Wassermolekül eingeschlagenen Weg. Die Vernachlässigung der Wechselwirkung der Dipole darf im Hinblick auf die verhältnismäßig großen Ionenabstände entschuldigt werden. Die Berücksichtigung würde die Rechnung nur ungemein verwickeln, ohne irgendwelche neue Folgerungen zu zeitigen.

Valenzwinkel. Weissberger und Sängewald[1]) haben deshalb eine anderweitige Streckung des Äthermolekülmodells versucht, durch Annahme, daß bei der Vergrößerung des Alkylradikals eine Verdrängung der verschiedenen Alkylgruppen untereinander eintrete. Sie stützen sich dabei auf die Tatsache, daß bei den Hydrochinon-Dialkyläthern — bei welchen an Stelle des *O*-Atoms der Benzolring steht — die Abnahme des elektrischen Momentes beim Übergang zu größern Alkylradikalen nur eine ganz geringfügige, kaum angedeutete ist. Allerdings könnte diese Erscheinung auch dann noch erklärt werden, wenn unsere Betrachtungsweise am Äthermolekülmodell vollständig zu Recht besteht. So unvollkommen sie auch sein mag, so dürfen wir ihr vielleicht doch entnehmen, daß beim Übergang vom Methyl- zum Äthyl- und vom Äthyl- zum Propylradikal eine leichte Öffnung des Winkels stattfindet. Endgültige Entscheidungen werden aber erst durch genaue Messungen des Kerr-Effektes an den in Frage stehenden Dämpfen zu erwarten sein[2]).

Zusammenfassend können wir aussagen:

1. Messungen des Temperaturverhaltens der Dielektrizitätskonstanten von Gasen und Dämpfen können nur für eine genaue Bestimmung des elektrischen Momentes und des temperaturunabhängigen Gliedes der statischen Molekularpolarisation herangezogen werden, wenn sie begleitet sind von entsprechend genauen Messungen der Zustandsgrößen.
2. Die genau umschriebenen Werte der elektrischen Momente von Wasser und Äthyläther sind: Wasser $\mu = 1{,}842 \pm 0{,}008$ und Äthyläther $\mu = 1{,}146 \pm 0{,}012$.
3. Die bis heute bekannten Ultrarotglieder der Molekularpolarisation lassen infolge ihrer Unsicherheit noch keinen quantitativen Vergleich zu. Für Wasser und Äthyläther ist eine genauere Angabe des Ultrarotanteils möglich.

1) A. Weißberger und R. Sängewald, loc. cit.
2) H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **31**, 80, 1930 versucht den Gang des Momentes bei den Äthern zu erklären, indem er an den von der Chemie geforderten, vorgezeichneten Valenzwinkel (120° am *C*-Atom) festhält, aber annimmt, daß die freie Drehbarkeit durch elektrische An- und Abstoßungskräfte eingeschränkt wird. In Wirklichkeit werden alle erwähnten Faktoren zusammenspielen.

Zürich, Physikalisches Institut der Eidg. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 10. Februar 1930.)

Ein neues Hochspannungselektrometer.

(Erste Mitteilung.)

Von Theodor Wulf.

Mit Tafel II.

Die mannigfaltige Verwendungsfähigkeit des Universalelektroskops legte schon vor längerer Zeit den Gedanken nahe, es auch als Präzisionsinstrument auszubauen. Allein die Erwägung, daß man damit im günstigsten Falle nur dasselbe erreiche, was man in den Zwei- und Einfadenelektrometern schon besitzt, ließ von der Ausführung des Gedankens Abstand nehmen. Indeß zeigt sich nun eine Verwendungsmöglichkeit zu Aufgaben, die in neuerer Zeit beständig an Bedeutung gewinnen, die aber den Fadenelektrometern in ihrer bisherigen Form unerreichbar waren, die Messung sehr hoher Spannungen.

Der Grundgedanke ist folgender. Fig. 1 zeigt noch einmal die wesentlichen Teile des Universalelektroskops, den elastisch gespannten Faden F mit seinem Träger T und der Influenzplatte P. Da bei der Ladung des Fadens durch Influenz von der Platte P her der Faden sich immer an den Stellen geringster Feldstärke befindet, so kann man ganz beliebig hohe Spannungen bzw. Ladungen dieser Platte ohne Anwendung von Spannungsteilern u. dgl. messen, wenn man nur die Platte weit genug von dem Faden entfernt, und ihr eine solche Form und Umgebung gibt,

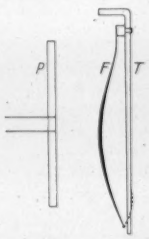


Fig. 1.

daß sie die hohen Spannungen aufnehmen kann. Werden dazu die wesentlichen Teile des Universalelektroskops so weit verfeinert, wie es für eine Präzisionsmessung erforderlich ist, so kommen alle Vorzüge der Fadenelektrometer, ihre schnelle Einstellung, ihre genaue Ablesbarkeit, ihre einfache Aufstellung und Behandlung, ihr weiter Meßbereich und ihre geringe Kapazität ganz unvermindert nun auch der Hochspannungsmessung zugute.

Die Verwendung der Influenzwirkung an sich ist nichts Neues, sie ist im Gegenteil vielleicht das älteste Verfahren zur Messung hoher Span-

nungen. Denn schon im Jahre 1866 hat Gaugain[1]), der die hohen Spannungen noch mit der Reibungselektrisiermaschine erzeugen mußte, dieselben nach einem Influenzverfahren gemessen. Eine mit einem Blättchenelektroskop verbundene Stange wurde einer Platte mit der hohen Spannung genähert. Der Ausschlag des Elektroskops infolge der induzierten Ladung war das Maß für die hohe Spannung. Seitdem sind ähnliche Verfahren mit steigender Vollkommenheit öfters verwendet worden. Da als wesentlicher Teil doch wieder das Fadenelektrometer dient, so sei zunächst kurz beschrieben, in welcher Form es dabei Verwendung findet.

Das Elektrometer.

Um das Universalelektroskop zu einem Präzisionsinstrument umzugestalten, wurden folgende Einrichtungen getroffen. Vor allem mußte eine genauere Ermittlung des Ausschlags angebracht werden. Dazu erwies sich die Messung mit Mikroskop und Okularskala als das Geeignetste. Um die Fadenbewegung durch zu große Annäherung des Objektivs nicht zu stören (worüber im folgenden noch Näheres zu sagen sein wird), wurde ein schwaches Objektiv verwendet. Zeiß *A* erwies sich als gut geeignet. Dagegen konnte das Okular stärker gewählt werden, so daß ein weites Gesichtsfeld mit einer hundertteiligen Skala zur Verfügung stand, deren Abstände so weit waren, daß noch die Zehntel leicht geschätzt werden können.

Dabei zeigte sich aber, daß der Rand des Aluminiumbändchens für die mikroskopische Ablesung doch zu wenig gerade und glatt war, wie

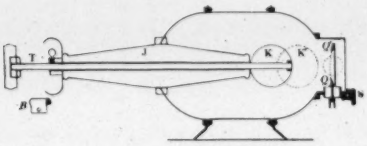


Fig. 2.

auch, daß seine Einstellung nicht den hohen Grad von Bestimmtheit hatte, der für eine Präzisionsmessung erforderlich ist. Es wurde daher wieder der besser abzulesende Wollastonfaden verwendet, der mit dem gebogenen Quarzfaden an seinen Träger befestigt ist. Da die Wärmeausdehnung des Fadens und seines Trägers die gleichen sind, bleiben Störungen durch Temperaturschwankungen ausgeschlossen. Wie es schien, kamen gelegentliche kleine Änderungen der Nullstellung von Verbiegung des Fadens an der Lötstelle her, darum wurde der Faden an beiden Enden durch eine Feder aus Quarzfaden QQ' (Fig. 2) gespannt und dann an einem Ende von da durch ein kurzes ganz locker gespanntes Stückchen des Wollastondrahtes metallisch mit dem Träger verbunden. Dieser Fadenträger ist dann in einem Pfropf aus Bernstein eingesetzt, durch welchen auch die Ladung erfolgt. Auf einem Schlitten mittels Schraube *S* und Gegenfeder kann er seitlich verschoben werden, so daß der Faden im ungeladenen Zustande gerade am Ende der Skala liegt. Dann kann das Mikroskop ohne seitliche Verschiebungsmöglichkeit fest in das Gehäuse eingeschraubt sein, und man hat noch den großen Vorteil, daß auch ein etwa neu eingesetzter Faden immer genau in demselben Abstand von der Influenzkugel und vom Gehäuse sich befindet. Das Mikroskop ist dann nur in der Achsenrichtung durch die übliche Schraubenbewegung zu verschieben zur Scharfeinstellung des Fadens.

Die Fadenspannung. Da die Empfindlichkeit der Fadenelektrometer ganz wesentlich von der Spannung des Fadens abhängt, wurde auch der Gedanke in Erwägung gezogen, die Fadenspannung veränderlich zu machen. Es gelang bei einem Versuchsgerät die Spannung so weit zu verändern, daß der Faden einmal schon mit 150 Volt die ganze Skala durchlief und bei größter Spannung erst mit 1200 Volt. Schließlich wurde doch von dieser Einrichtung Abstand genommen. Dafür war weniger der Umstand maßgebend, daß sich bei geringen Fadenspannungen die Abhängigkeit von Neigung und Erschütterungen stärker bemerklich macht, — denn diese könnte man gegebenen Falles leicht ausschalten, — als vielmehr der Umstand, daß dann die Eichbarkeit des Gerätes ausgeschlossen ist. Da die Summe der Meßbereiche bei diesem Gerät so schon ganz außergewöhnlich groß ist, so schien der Preis, mit dem diese neue Erweiterung desselben erkauft werden müßte, doch zu groß im Verhältnis zu dem Vorteil, den sie gewährt. Es wurde deshalb die Spannbarkeit des Fadens im allgemeinen fallen gelassen. Wenn aber in einem besonderen Falle, darauf höherer Wert gelegt werden sollte, als auf die Eichfähigkeit des ganzen Gerätes, so können solche spannbaren Fäden verwendet werden. Im allgemeinen erhalten jetzt die Fäden eine solche Spannung, daß das ganze Gesichtsfeld mit etwa 800 Volt durchlaufen wird. Wie ein Blick auf die Eichkurve *A* in Fig. 4 zeigt, hat man dann in den Gebieten höherer Ausschläge schon für etwa 4 Volt Spannungszunahme einen Ausschlag von einem ganzen Teilstrich. Da noch Zehntel eines Striches geschätzt werden

1) J. M. Gaugain, Décharge disruptive. Annales de Chimie et de Physique **8**, 75, 1866.

können und da das Gerät ja vorzugsweise zur Messung hoher Spannungen Verwendung finden soll, so scheint diese Empfindlichkeit den Aufgaben des Gerätes wohl zu entsprechen. Es ist dann auch von Neigungen und Erschütterungen wenig abhängig, so daß sich nur ganz grobe derartige Einflüsse zeigen.

Die Fadenbewegung. Bei der Verwendung des Gerätes zum Registrieren ist es unerläßlich, immer aber sehr wünschenswert, daß sich der Faden, ohne unscharf zu werden, durch das ganze Gesichtsfeld hindurchbewegt. Man wird das dadurch zu erreichen suchen, daß man die Ebene, in welcher der Faden durch seinen Träger gestoßen wird, gut senkrecht richtet zur Achse des Mikroskops; allein der Versuch bestätigt diese Vermutung nicht. Die Fadenebene mußte ganz merklich von dieser Richtung abweichen, und was noch auffälliger war, die Einstellung dieser Ebene mußte eine ganz andere sein, je nachdem mit Abstoßschaltung (Aufladung des Fadens selbst und seines Trägers) oder mit Influenzschaltung (Aufladung der Influenzkugel bei geerdetem Fadenträger) gemessen wurde. Der Faden wurde augenscheinlich auch von den nahen Messingteilen des Mikroskops, also von der Fassung des Objektivs vor allem beeinflußt. Bei Eigenladung des Fadensystems wird auf der inneren Gehäusewand, zu der auch das Mikroskop gehört, eine entgegengesetzte Ladung erzeugt, durch die der Faden an das Mikroskop herangezogen wird. Man muß dann zur Scharfeinstellung weiter weggehen. Bei der Influenzschaltung dagegen gehört auch der geerdete Faden zum inneren Gehäuse, er erhält dieselbe Ladung wie das Mikroskop und wird von ihm abgestoßen. Man muß das Mikroskop mehr nähern. Wenn diese Überlegung richtig ist, so muß man beide Störungen auf einmal dadurch beseitigen können, daß man spiegelbildlich zum Mikroskop auf der anderen Seite des Fadens ebenfalls ein Mikroskoprohr anbringt, gleichweit vom Faden entfernt und mit dem Gehäuse leitend verbunden. Das wird dann in allen Fällen ganz dieselbe Wirkung nur in entgegengesetzter Richtung auf den Faden ausüben und dadurch die Störung ausschalten. Der Versuch zeigte die Richtigkeit dieser Überlegung und führte damit zu einer vollkommnen Kompensation dieser Störung für beide Schaltungen zugleich. Fig. 3 zeigt die Einrichtung in einem wagerechten Schnitt. Dem Mikroskop gegenüber liegt die ganz ähnlich gestaltete Kompensation, sie kann von außen durch Drehen bei G mittels eines Schraubengewindes sehr fein eingestellt werden, bis vollkommne Kompensation erreicht ist.

Im allgemeinen kann die Fadenbewegung aus einem doppelten Grunde aus der Objektivebene herausführen, einmal wegen falscher Einstellung des Fadenträgers SS' Fig. 3 und dann wegen der Einwirkung des Mikroskops bzw. nach Anbringung der Kompensation wegen unrichtiger Einstellung derselben. Die beiden Einflüsse unterscheiden sich dadurch voneinander, daß eine falsche Richtung des Fadenträgers bei allen Schaltungen in demselben Sinne wirkt, und daß

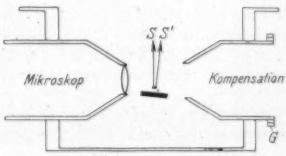


Fig. 3.

die Größe ihrer Wirkung streng linear geht mit dem Ausschlag des Fadens. Der Einfluß des Mikroskops dagegen hat einmal bei der Abstoßschaltung entgegengesetztes Vorzeichen als bei der Influenzschaltung und außerdem geht er mit dem Quadrate der angelegten Spannung, tritt also besonders bei stärkeren Ausschlägen hervor. Da das Vorschieben des Mikroskops durch ein Gewinde erfolgt, kann man den Betrag des Vorschiebens auch messen durch den Winkel, um welchen man die Schnecke drehen muß, um wieder ein scharfes Bild des Fadens zu erhalten. Man stellt also den Faden bei Teilstrich Null scharf ein, lädt auf, bis der Faden ganz am Ende der Skala steht und wenn man jetzt um den Winkel a^0 drehen muß, um wieder ein scharfes Fadenbild zu erhalten, so kann man diesen Winkel als Maß betrachten für die Unrichtigkeit der Fadenbewegung. Macht man dasselbe einmal bei Abstoßschaltung und einmal bei Influenzschaltung, so wird im letzteren Falle im allgemeinen eine andere Drehung b^0 zur Scharfeinstellung erforderlich sein. Sei dann x der in dieser Weise gemessene störende Einfluß einer falschen Fadenebene und y der Einfluß des Mikroskops etwa für den Ausschlag 100, dann ist

$$x + y = a$$
$$x - y = b,$$

woraus man beide Einflüsse gesondert ermitteln kann. Steht z. B. die Fadenebene richtig, was man wenigstens angenähert leicht erreichen kann, indem man nach dem Augenmaß einstellt, so wird $x = 0$ und $y = a = -b$. Man verschiebt die Kompensation solange, bis auch $a = b = 0$ wird. Steht auch die Fadenebene unrichtig, so wird man durch Einstellung der Kompensation

nur $y = 0$ machen können. Es bleibt dann $a = b = x$ für beide Schaltungen unverändert dasselbe. Das ist dann der Einfluß einer falschen Richtung des Trägers und muß durch Drehen des Bernsteinpfropfes verbessert werden. Eine einmal erzielte richtige Stellung der Kompensation und des Fadenträgers bleibt dann für den betreffenden Faden immer bestehen, der Faden bewegt sich fortan bei allen Schaltungen vollkommen scharf durch das ganze Gesichtsfeld[1]). Um die richtige Einstellung des Bernsteinkopfes zu erleichtern, ist derselbe mittels zweier nach außen hervortretender Schraubenköpfe, die durch verlängerte Schraubenlöcher der Fassung durchgreifen, drehbar und feststellbar gemacht.

Die Dauer der Einstellung ist je nach der Fadenspannung von der Größenordnung von 0,1 sec. Das bringt es mit sich, daß der Faden Wechselspannungen von der üblichen Periode 50/Sec noch mit merklichen Ausschlägen folgt, der Faden ist also mit Wechselspannungen nicht zu beobachten. Wenn man solche mit dem Auge feststellen will, so müssen sie erst etwa mit einer Gleichrichterlampe in Gleichspannung verwandelt werden. Wenn man aber eine hinreichend starke Lichtquelle verwendet und die Fadenbewegung auf einer bewegten Platte oder einem Streifen lichtempfindlichen Papiers fallen läßt, so kann man das Gerät innerhalb gewisser Grenzen als Oszillograph benutzen zur Untersuchung schnell verlaufender Spannungsänderungen. Das im einzelnen auseinanderzusetzen, kann hier nicht der Ort sein (vgl. Fig. 6 auf Tafel II).

Die Dämpfung der Fadenbewegung erfolgt ganz vorzugsweise durch die Luft. Bei den meist benutzten Spannungen ist die Dämpfung nahezu die kritische, zwischen der periodischen und aperiodischen, bei ganz jähen Spannungsabfällen, geht der Faden ein wenig über die Ruhelage hinaus und kehrt dann aperiodisch zurück, wie man an den Kurven C und D, Fig. 6 deutlich sehen kann.

Die Ablesung des Ausschlags erfolgt in der Regel in der einfachsten Weise mit dem Auge am Mikroskop, das dürfte auch die schärfste Ablesung sein. Zuweilen aber kann es auch bequemer sein, das Bild des Fadens mit der Skala auf einer Mattscheibe zu entwerfen. Man benutzt dann eines der kleinen lichtstarken Lämpchen mit Kondensor. Diese Art der Ablesung kann sogar notwendig werden, wenn die Hochspannungsquelle mit keinem Pol geerdet werden kann, man also die Hochspannung des einen Pols am Gehäuse liegen hat. Man stellt dann das ganze Gerät isoliert auf, Lichtquelle und Mattscheibe können vom Gehäuse getrennt und geerdet sein. Man kann in aller Sicherheit die Mattscheibe beobachten.

1) Ähnliche Störungen treten bei allen Elektrometern mit mikroskopischer Ablesung je nach der Schaltung und Fadenladung auf. Sie wurden auch schon oft bemerkt, wenn auch vielleicht nicht immer richtig erkannt, und meist durch Verschieben der Schneiden zu beheben gesucht. Die Fa. Leybold bringt die Kompensation in Zukunft auch an meinen Einfadenelektrometern an. Sie hat sich die Einrichtung schützen lassen.

Die Abstoßschaltung.

Wenn man das Gerät nur in Influenzschaltung verwenden wollte, zur Messung sehr hoher Spannungen, so könnte der Faden und sein Träger ein für allemal (ohne Isolator) leitend mit dem Gehäuse verbunden sein. Wenn man ihn aber auf einen kleinen Bernsteinpfropf setzt, so daß er auch eine eigene Ladung erhalten kann, unabhängig von der Ladung des Gehäuses, so erhält man dadurch eine so große Menge neuer Verwendungsmöglichkeiten, daß sich diese kleine Erhöhung der Kosten reichlich lohnt. Es wird darum diese Art der Fadenbefestigung bei allen Geräten angebracht. Man hat dann zunächst die Möglichkeit, das Gerät einfach wie die bisherigen Blättchen- oder die Zweifadenelektrometer durch Aufladung des Fadens und seines Trägers in Abstoßschaltung zu verwenden. Die Influenzkugel ist dabei im allgemeinen geerdet und zur Erhöhung der Empfindlichkeit bis zum Anschlag an den Faden herangeschoben.

Das Bild A Fig. 4 zeigt die Eichkurve für diese Schaltung. Sie ist keine durchaus gerade Linie. Wie bei allen Geräten, die ohne Fremderregung arbeiten, ist die Empfindlichkeit für schwächere Potentiale geringer. Später geht die Kurve nahezu geradlinig, die kleine Krümmung verläuft meist im Sinne einer steigenden Empfindlichkeit mit größeren Ausschlägen. Das hängt wesentlich ab von der Starrheit der Quarzfeder. Ist dieselbe kurz und steif, so wird die Empfindlichkeit bei größeren Ausschlägen wieder geringer. Die Kurve hat dann in der Mitte einen flachen Wendepunkt. Eigentlich hat sie das immer, aber bei schwachen Federn liegt derselbe außerhalb des Gesichtsfeldes. Im allgemeinen wird man das Arbeiten bei den ersten schwachen Empfindlichkeiten zu vermeiden suchen. Man braucht darum nicht diesen ganzen Teil der Skala unbenutzt zu lassen. Man kann den Faden mit seinem Träger so weit außerhalb des Gesichtsfeldes schieben, daß dieser erste unempfindliche Teil der Eichkurve überhaupt nicht zur Beobachtung kommt. Man hat dann ein Gerät mit unterdrücktem Nullpunkt, und bei geeigneter

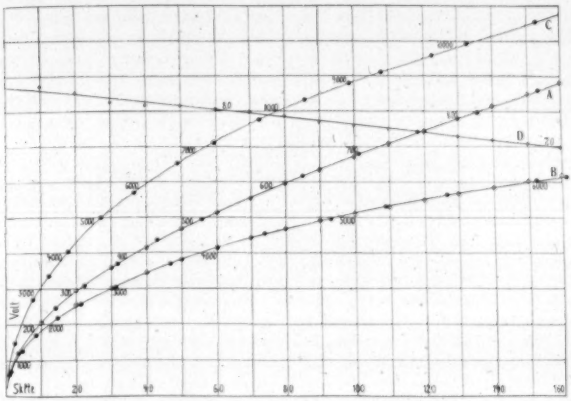


Fig. 4.

Federspannung ist dann die Eichkurve über die ganze Skala eine nahezu gerade Linie. Über die zu den einzelnen Ausschlägen zugehörigen Voltwerte muß man sich dann aber vergewissern, sie können nicht ohne weiteres aus den Eichkurven entnommen werden, weil der Abstand zwischen der Kugel und dem Fadenträger geändert ist.

Die Influenzschaltung.

Wir kommen nun zu dem Hauptzweck, für den das vorliegende Gerät gebaut wurde, die Messung sehr hoher Spannungen.

Grundsätzliches. Das Fadensystem ist immer leitend mit dem Gehäuse verbunden und immer gut geerdet. Durch Ladung des Influenzkörpers K (Fig. 2) wird auf dem Fadensystem eine entgegengesetzte Ladung erzeugt. Diese entgegengesetzten Ladungen ziehen einander an und lenken dadurch den Faden ab. Man hat daher in den Ausschlägen des Fadens ein eindeutiges Maß für die Ladung der Influenzkugel, ohne von der Genauigkeit etwaiger Spannungsteiler oder Reduktionseinrichtungen abhängig zu sein. Indem man die Kugel mittels der Stange T zurückzieht, kann man die Empfindlichkeit beliebig herabsetzen. Es ist nur für das ganze Gerät eine solche Gestalt erforderlich, daß man die hohen Spannungen ohne Gefahr des Überschlagens an den Influenzkörper anlegen kann. Für diesen selbst kommt man daher sogleich zur Kugelgestalt als derjenigen, welche am wenigsten die Ausstrahlung und Funkenbildung begünstigt. Bei hohen Spannungen wird man auch das ganze Gehäuse von entsprechender Größe wählen müssen. Um auch hier übermäßig große Ausmaße zu vermeiden, wäre ebenfalls die Hohlkugel das Gegebene. Damit stellt das Gerät den einfachsten elementar zu behandelnden Fall des Kugelkondensators dar. Da man möglichst hohe Spannungen mit Gehäusen möglichst geringer Ausdehnung messen will, so wird es sich darum handeln, zu einer gegebenen Hohlkugel den Halbmesser der Innenkugel zu finden, der die höchste Aufladung zuläßt, bevor es zur Überschlagung des Zwischenraumes kommt. Da Versuche über Durchschlagspannungen bei konzentrischen Kugeln m. W. bisher nicht vorliegen, sei inzwischen angenommen (was auch einige ganz oberflächliche Versuche bestätigten), daß die Kugelgröße die günstigste ist, die bei gegebenem Potential die geringste Feldstärke an ihrer Oberfläche hat. Sei r_i der Halbmesser der Innenkugel, Q ihre Ladung, V das Potential und C die Kapazität. Die äußere Kugel vom Halbmesser r_a sei geerdet. Dann ist die Feldstärke an der Oberfläche der Innenkugel

$$F = \frac{Q}{r_i^2} = \frac{VC}{r_i^2} = \frac{V r_i r_a}{r_i^2 (r_a - r_i)} = V \frac{r_a}{r_i (r_a - r_i)}.$$

Bei festem V und r_a hat die Feldstärke F ein Minimum, wenn $r_i = r_a/2$ ist. Und das wäre dann der gesuchte günstigste Halbmesser

$$r_i = r_a/2.$$

Leider sind die Bedingungen, unter denen diese Ableitung streng gültig ist, hier nicht vollkommen erfüllt, so daß die Ergebnisse nur als Anhaltspunkte bei der Formgebung dienen können. Die Influenzkugel muß durch einen kräftigen Isolator J ins Innere eingeführt werden, und an einer Stange T verschiebbar sein zur Änderung der Empfindlichkeit. Über diesen Isolator bilden sich leicht Gleitfunken zum Gehäuse hin. Es

ist deshalb notwendig, diesen Isolator länger zu machen, als die Luftstrecke zwischen der Influenzkugel und dem Gehäuse. Das konnte erreicht werden, indem das Gehäuse nicht vollkommen kugelförmig gestaltet, sondern in der wagerechten Richtung (Fig. 2) durch ein zwischengeschobenes zylindrisches Stück verlängert wurde. Das Gehäuse besteht also aus drei Teilen, einem zylindrigem Mittelstück, an welches an beiden Seiten je eine Halbkugel angeschraubt wird. An ihrem Ende trägt die eine Halbkugel das Elektrometergehäuse, die andere den langen Isolator zum Einführen der Influenzkugel. Dadurch wird erreicht, daß einmal die hohe Spannung der Influenzkugel ganz von dem geerdeten Gehäuse umschlossen ist, wodurch alle Einwirkungen nach außen und von außen unmöglich werden. Sodann ist die Länge des Isolators etwa doppelt so lang als die Luftstrecke zwischen der Innenkugel und dem Gehäuse. Endlich bekommt das Gehäuse durch das Zwischenstück mit umgelegten Rändern eine sehr hohe Steifigkeit. Das ist bei dem vorliegenden Gerät deshalb besonders wichtig, weil mit einer Verbiegung des Gehäuses auch der Abstand zwischen der Influenzkugel und dem Faden geändert würde, was sich sogleich in einem veränderten Ausschlag auswirken würde.

Verschiedene Meßbereiche. Die Induktionsladung auf dem Fadensystem hängt ganz wesentlich von dem Abstand der Influenzkugel $K K'$ ab. Mit den verschiedenen Abständen hat man daher jedesmal einen beliebig zu wählenden anderen Meßbereich. Daraus entsteht zunächst ein gewisser Widerstreit zwischen den Vorzügen einer lückenlosen und einer stufenweisen Änderung der Empfindlichkeit, die eine immer gültig bleibende Eichung der verschiedenen Stufen gestattet.

Es gelang schließlich doch in gewissem Sinne, die Vorzüge beider Einrichtungen in dem Gerät zu verwirklichen. Die lückenlose Einstellbarkeit der Empfindlichkeit wurde beibehalten, es wurden aber zur sicheren Wiederherstellung einer früher durchgeeichten Empfindlichkeit einfache Schablonen hergestellt, gebogene Blechstücke (Fig. 2B), die über den herausragenden Teil der Stange T gehängt werden und beim Vorschieben der Influenzkugel als Anschlag dienen. Man kann sich leicht überzeugen, daß auf diese Weise eine frühere Empfindlichkeit jederzeit vollkommen wiederhergestellt werden kann. Wenn man eine für kurze Zeit gut isolierende Leidenerflasche oder eine andere unveränderte Quelle hoher Spannungen an die Influenzkugel legt, merkt man sich den Ausschlag, wenn die Influenzkugel bis zum Anschlag genähert ist. Zieht man dann die Kugel an dem isolierenden Griff beliebig weit zurück und schiebt sie sogleich wieder vor bis zum Anschlag an dieselbe Schablone, so wird man leicht ersehen können, wie vollkommen jedesmal derselbe Ausschlag sich wieder einstellt. Da zwei Anschläge, der bei der kleinsten und der größten Entfernung, von selbst gegeben sind, so genügt noch eine Schablone von etwa 2 cm Sperrweite, um 3 verschiedene Empfindlichkeiten festzulegen, die im allgemeinen für alle Messungen ausreichen. Es kommt natürlich gar nicht darauf an, daß die Schablone genau etwa 2 cm breit ist, sondern nur darauf, daß bei dem Gebrauch dieselbe Schablone verwandt wird, die auch bei der Eichung gedient hatte.

Zunächst wurde ein Gerät hergestellt von den Ausmaßen der gewöhnlichen Laboratoriumsinstrumente. Fig. 5 Tafel II zeigt eine Ansicht desselben. Das Gehäuse hat ungefähr 15 cm Durchmesser. Die Influenzkugel 6 cm. Das Gerät sollte bis gegen 50000 Volt zu messen gestatten. Die Prüfung mit einer Kugelfunkenstrecke ergab bei 60—65000 Volt einen regelmäßig einsetzenden Funkenübergang teils über den Isolator, teils zwischen der Kugel und dem Gehäuse. Wenn der Faden so gespannt war, daß er in Abstoßschaltung 800 Volt Meßbereich hatte, so durchlief dieser Faden in Influenzschaltung bei größter Annäherung der Kugel an den Faden die ganze Skala mit etwa 6000 Volt, bei größtem Abstand der Kugel konnten dann reichlich 50000 Volt gemessen werden. Wurde dann noch ein Meßbereich zwischengeschaltet mittels einer Schablone von etwa 2 cm Sperrweite, so ging derselbe bis gegen 15000 Volt. Damit hatte man für alle Spannungen bis 50000 Volt bequeme Meßbereiche, für alle Meßbereiche eine feststehende Eichung und dieselbe prozentische Genauigkeit der Angaben.

Geräte höherer Spannungen herzustellen, hat keine grundsätzliche Schwierigkeiten, es konnten auch bereits Probeinstrumente bis 100000 Volt geeicht werden. Jedoch ist die Frage der besten Anordnung der Isolatoren noch in Arbeit.

Der Zusammenhang der verschiedenen Meßbereiche ist für das Eichen des Gerätes von großer Bedeutung. Starke und Schröder haben an ihrem Hochspannungsmeßgerät den Meßflügel so weit verkleinert, daß bei seiner Bewegung das Feld nur unmerklich entstellt wird und haben dadurch erreicht, daß die Eichkurven für die verschiedenen Empfindlichkeiten sich nur um einen konstanten Faktor unterscheiden. Da bei meinem Gerät der bewegliche Faden noch vielmal feiner ist, mußte man um so mehr erwarten, daß dasselbe Verhältnis hier obwalten werde, was denn auch die Versuche alsbald bestätigten. Da mir selbst die Mittel zur Messung

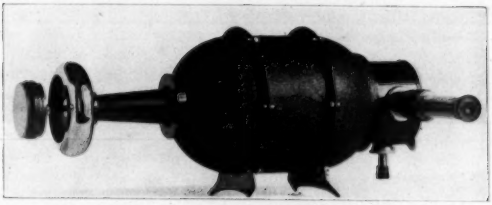


Fig. 5.

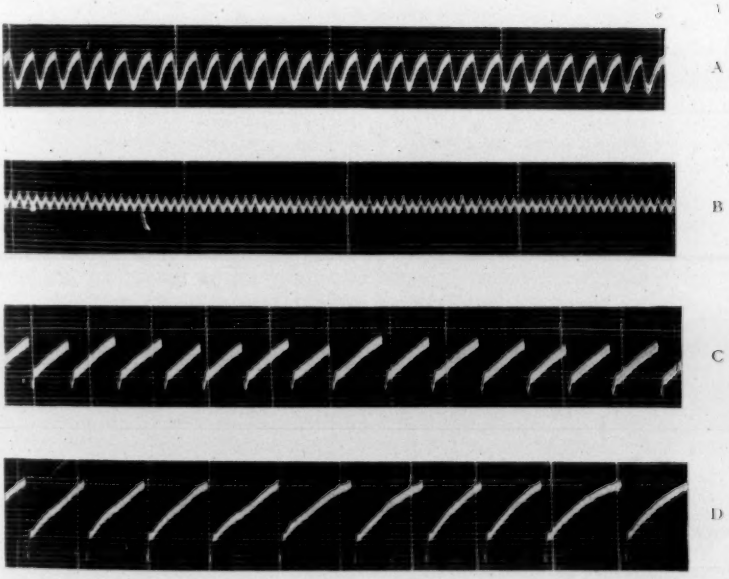


Fig. 6.

so hoher Spannungen nicht zur Verfügung stehen, so mußte ich fremde Güte in Anspruch nehmen. Die ersten genaueren Messungen konnte ich durch das freundliche Entgegenkommen von Herrn Prof. Grebe in dem Röntgen-Forschungsinstitut der Bonner Universität ausführen. Es zeigte sich, daß von den höchsten Werten 100000 Volt an bis zu den kleinsten alle Eichkurven sich nur um einen konstanten Faktor unterscheiden. Wenn auch für größere Abstände der Influenzkugel dieses Verhalten wohl zu erwarten war, so mußte es doch namentlich für kleine Abstände sorgfältig geprüft werden. Das wurde möglich, als mir die Physikalisch-Technische Reichsanstalt für einige Tage die Mittel ihrer Abteilung für Hochspannung zu benutzen gestattete. Zunächst wurden die kleinen Spannungen der Abstoßschaltung mit Akkumulatoren hergestellt und mit Präzisionsvoltmessern verglichen. Kurve *A*, Fig. 4 zeigt die Ergebnisse. Die hohen Spannungen bis über 10000 Volt konnten einer Hochspannungsdynamomaschine entnommen werden. Sie wurden dann einem hochisolierten Spannungsteiler zugeführt von 500000 Ohm, der bei 500 Ohm eine genau geprüfte Abzweigung hatte. Den 10000 Volt der Maschine entsprachen daher 10 Volt an der Verzweigung. Diese niederen Spannungen wurden mit einem Einfadenelektrometer gemessen, das unmittelbar vorher und nachher mittels 1—6 Akkumulatoren geeicht wurde. Das Tausendfache der so gemessenen Spannungen wurde als der richtige Wert der Hochspannung eingesetzt. Die Akkumulatoren wurden gleichzeitig mit einem Präzisionsvoltmeter geprüft und außerdem am Elektrometer mit Weston-Normalelementen der Reichsanstalt verglichen. Die Messung mit dem Einfadenelektrometer geschah in der Weise, daß die Hilfsspannung an den Schneiden vertauscht wurde. Da der Meßbereich meines Gerätes, wie erwähnt, bei größter Annäherung der Influenzkugel bis gegen 6000 Volt ging, so wurde durch eine Schablone von 1 cm Sperrweite noch ein Meßbereich von 10-00 Volt hergestellt. Und diese beiden Meßbereiche mit der größten Annäherung der Influenzkugel konnten dann in der beschriebenen Weise vollständig durchgeeicht werden. Die erhaltenen Werte sind in den Kurven *B* und *C*, Fig. 4 eingezeichnet (Vollkreise). Man beachte, daß der Maßstab der Voltwerte für *B* und *C* zehnmal kleiner ist als für *A*.

Nachdem die ausgleichenden Linien durch die Punkte gelegt waren, wurden für 16 Werte gleichen Abstandes die Verhältnisse der Spannungen nach *B* und *C* ermittelt. Die Zahlen wichen sehr wenig voneinander ab. Mit dem Mittelwert derselben wurden die Ablesungen von *C* dividiert und dann in *B* eingetragen. Die Punkte mußten alle auf die Kurve *B* fallen. Die geringelten Punkte in *B* geben die erhaltenen Werte. Man sieht, daß die einfache Beziehung eines konstanten Verhältnisses auch für diese Meßbereiche größter Annäherung der Influenzkugel vollkommen erfüllt ist.

Es liegt nun der Gedanke nahe, auch noch den letzten Schritt zu versuchen, durch den die Messung der hohen Spannung auf die noch niedrigeren Werte der Abstoßschaltung zurückgeführt wird, die mit den gewöhnlichen, im allgemeinen sehr genauen Voltmetern geprüft werden kann. Es ist von vornherein klar, daß diese Beziehungen nicht von der äußerst einfachen Art sein können, wie die zwischen den verschiedenen Influenzbereichen, da die Kurven der beiden Schaltungen schon einen merklich anderen Verlauf zeigen. Andrerseits aber gehört doch zu jedem Ausschlag bei Abstoßschaltung ein bestimmter Spannungswert auch für Influenzschaltung und sehr verwickelt können diese Beziehungen nicht sein, da es ja nur darauf ankommt, daß der Induktionskoeffizient zwischen Kugel und Faden und Fadenträger mit dem kleinen Ausschlag von höchstens 2 mm sich ein wenig ändert. Es wurden also für eine Reihe von 16 Punkten wieder die Spannungsverhältnisse jetzt aus den Kurven *A* und *B* (Fig. 4) gebildet, also bei Abstoßschaltung und bei der empfindlichsten Influenzschaltung. Die Gesamtheit der Ergebnisse ist ebenfalls in Fig. 4, Kurve *D* dargestellt und zeigt, daß man den Verlauf dieser Verhältnisse am besten darstellen kann durch eine Gerade, die bei Skalenteil 160 den Wert 7,0 hat und von da an gleichmäßig wächst, bis sie bei Skalenteil 70 auf 8,0 usw. steigt[1]). Es genügt daher, außer der Abstoßungslinie *A* noch 2 Punkte aus der ersten (oder einer anderen) Influenzschaltung zu ermitteln, dann ist die Eichung für alle Spannungen und alle Meßbereiche aus dem Gerät selbst zu entnehmen.

Die Linie *D* ist nur abhängig von der gegenseitigen Lage der Kugel zu dem Fadensystem. Und da bei der getroffenen Art der Einstellung mit beweglichem Faden und festem Mikroskop der Faden sich bei einem bestimmten Ausschlag auch immer genau in derselben Lage zu der Influenzkugel befindet, so bleibt die einmal ermittelte Linie *D* gültig, auch wenn später ein anderer Faden eingesetzt würde, oder wenn die Spannung des Fadens durch Änderung der Quarzbogen verändert würde. Ferner wenn

1) Daß die Punkte für die kleinsten Ausschläge merklich aus der geraden Linie herausfallen, hat wenig zu bedeuten, da sie dem Gebiete geringster Empfindlichkeit angehören.

man später die Eichung nachprüfen will, so braucht man nur die Abstoßlinie mit einem Voltmeter zu prüfen, damit werden auch alle Eichkurven der Influenzschaltung richtig gestellt. Es schien mir wünschenswert, diese letzte Behauptung durch eigene Versuche zu belegen. Ich hatte neben dem in der Reichsanstalt geeichten Gerät noch ein Versuchsgerät mit spannbarem Faden. Es wurde nun dieses Versuchsgerät durch Vergleich mit dem geeichten nachgeprüft, indem seine Eichkurve für Abstoßschaltung und für Influenzschaltung ermittelt wurde. Einmal wurde das gemacht bei starker Fadenspannung (Meßbereich 1200 Volt) und dann bei schwächerer Spannung (Meßbereich 800 Volt). Indem für beide Fadenspannungen die Potentiale gleicher Ausschläge verglichen und für beide die Linie *D* (Fig. 4) ermittelt wurde, zeigte sich, daß diese Gerade für die beiden Fadenspannungen dieselbe war.

Vereinigte Abstoß- und Influenzschaltung.

Man kann endlich auch die Abstoß- und die Influenzschaltung vereinigt anwenden, indem man also sowohl an die Influenzkugel, wie auch an den Faden unabhängig voneinander elektrische Spannungen anlegt, während nur das Gehäuse geerdet ist. Die Schaltung bringt eine neue Reihe von Vorteilen mit sich und erweitert dadurch den Verwendungsbereich des Gerätes nicht unbeträchtlich.

1. Änderung der Empfindlichkeit. Wie schon oben erwähnt wurde, ist die Empfindlichkeit des Gerätes bei kleinen Ausschlägen merklich geringer. Man wird darum das Arbeiten an diesen Stellen der Skala wenn möglich zu vermeiden suchen. Meist kann man das leicht erreichen durch Wahl eines günstigeren Meßbereiches. Nur bei Messung möglichst kleiner Spannungen muß dieses Mittel natürlich versagen. Dann erreicht man aber leicht eine große Empfindlichkeit auch für diese kleinsten Spannungen, indem man die vereinigte Abstoß- und Influenzschaltung verwendet. Wenn man den Faden durch eine Influenzladung von der Kugel her schon beim Potential Null aus dem Bereich kleiner Empfindlichkeit herausbringt, wird man weiter für Potentiale, die an den Faden angelegt werden, die höhere Empfindlichkeit haben, die diesen Stellen des Ausschlags zukommt. Man kann also mit den Empfindlichkeiten großer Ausschläge messen bis herab zu den kleinsten Potentialen.

Oder es kann der Fall eintreten, daß man an Spannungen, die an sich nicht gerade klein sind, geringe Spannungsunterschiede mit größter Genauigkeit messen wollte. Man wolle z. B. die Pulsationen eines Lampengleichrichters messen. Die Scheitelspannung sei von der Größenordnung 1—2000 Volt. Bei diesen Spannungen sei die reine Influenzschaltung für die kleinen Schwankungen noch nicht empfindlich genug (vgl. Kurve *B*, Fig. 4). Legt man aber dazu an den Faden selbst eine Gleichspannung, so wird dadurch der Faden bei der größeren Empfindlichkeit der Abstoßschaltung schon merklich aus der Ruhelage entfernt und dann durch die Spannung an der Influenzkugel vollends in das Gebiet höchster Empfindlichkeit gebracht.

Ein ähnliches Beispiel wurde wirklich durchgeführt. Es sollte das bekannte periodische Zünden und Erlöschen einer Glimmlampe durch Gleichspannung mit vorgeschaltetem Widerstand und parallel liegenden Kondensator registriert werden, also vor allem die Unterschiede der Zünd- und der Löschspannung, etwa 30 Volt zur Darstellung kommen. Dieser Unterschied gibt bei 150—200 Volt Gesamtspannung nur noch kleine Ausschläge, die aber bedeutend vergrößert werden konnten, indem man der Influenzkugel eine Vorspannung erteilte. Eine schwach geladene Leidenerflasche, die hinreichend gut isolierte, um kurze Zeit unmerklich abzufallen, wurde an die Influenzkugel gelegt. Dann konnte man durch Verschieben der Kugel den Faden an eine fast beliebige Stelle des Gesichtsfelds bringen. Tafel II zeigt einige der erhaltenen Aufnahmen. In den beiden Zügen *A* und *B* war der Widerstand 10 Megohm, die Kapazität 0,1 MF. Geändert wurde nur die Betriebsspannung, die in der oberen Kurve 150, in der unteren 200 Volt betrug. Die geraden Querstriche, die hergestellt wurden, indem ein Sekundenpendel durch den Lichtweg hindurchschnitt, geben die Zeit an. Man sieht, daß in der oberen Kurve etwa 7, in der unteren gegen 20 Zündungen je Sekunde erfolgten. In der folgenden Kurve *C* betrug der Widerstand 20 MOhm. Die Spannung 200 Volt. (Die Widerstände [aus der Radiotechnik] waren nicht nachgeprüft.)

Es kann also die vereinigte Abstoß- und Influenzschaltung noch wieder in doppelter Weise verwendet werden. Entweder man legt die Hilfsspannung an die Influenzkugel, die zu messende an den Faden oder umgekehrt. Das hängt vor allem ab von der Höhe der zu messenden Spannung. Wenn dieselbe so klein ist, daß sie nur in Abstoßschaltung zur Geltung kommen kann, muß man sie an den Faden legen. Übersteigt sie aber den Meßbereich der Abstoßschaltung, wird man sie meistens an die Influenzkugel anschalten, und dem Faden nur eine kleine Hilfsladung geben. Unbedingt notwendig ist das aber nicht, wenigstens nicht immer. Namentlich wenn der Meßbereich der reinen Abstoßschaltung nur

wenig überschritten würde, könnte man den Faden noch in anderer Weise in das Gesichtsfeld zurückbringen. Wenn man nämlich dieselbe Spannung die schon am Faden liegt, auch noch an die Influenzkugel legt, so wird dadurch der Faden um eine Strecke zurückgetrieben, und der Meßbereich, der in reiner Abstoßschaltung bis wenig über 800 Volt geht, wird dadurch bis gegen 1000 Volt erweitert, ohne daß man dazu eine eigene Hilfsladung brauchte. Und in dem Bereich 800—1000 Volt wäre diese Schaltung sogar die denkbar empfindlichste. Selbstverständlich muß man die Spannungen bei diesen vereinigten Schaltungen jedesmal eigens auswerten.

2. Nachweis des Vorzeichens der Ladung. Während die Geräte ohne Hilfsspannung für positive und negative Spannungen, Ausschläge nach derselben Richtung geben, hat man mit der vereinigten Abstoß-Influenzschaltung immer auch eine Fremderregung und damit Angabe des Vorzeichens, indem der Ausschlag etwa durch Influenzwirkung von der geladenen Kugel her durch eine neue Ladung des Fadens entweder vermehrt oder vermindert wird.

Schließlich wird man wohl etwas zu erfahren wünschen über die Haltbarkeit des Fadens, ob er bei den hohen Spannungen nicht zerrissen wird, und ob er nicht durchbrennt, wenn durch irgend ein Versehen einmal der Funke von der Influenzkugel ausbrechen sollte. Darauf kann nur geantwortet werden, daß bis jetzt niemals ein Faden im Gerät zerrissen oder verbrannt wurde, obwohl man bei diesen ersten Versuchen absichtlich, um den Beginn der Funkenbildung festzustellen, ganze Reihen von Funken überspringen ließ zwischen der Kugel und dem Gehäuse. Der Faden erwies sich durch die der Kugel näher liegenden Teile der Gehäusewand, des Objektivs und der Kompensation so glücklich geschützt, daß der Funke niemals den Faden selbst erreichte. Was aber die mechanischen Kräfte betrifft, die bei den hohen Spannungen auch von 50000 Volt an den Faden angreifen, so sind dieselben gar nicht größer als die Kräfte, die bei den wenige hundert Volt betragenden Spannungen in Abstoßschaltung denselben Ausschlag hervorrufen.

Die Linie *D*, Fig. 6, stellt beispielsweise den Ausschlag dar bei einem solchen Funkenübergang. Die Kugel war mit der einen Belegung einer Leidenerflasche und dem einen Pol einer kleinen beständig von Hand gedrehten Influenzmaschine verbunden, deren anderer Pol am Gehäuse lag. Der Faden zeigte an, wie die Spannung der Leidenerflasche heraufging, bis es zum Funkenübergang kam, worauf sich das Spiel erneuerte.

Zum Schluß möchte ich noch meinen besten Dank aussprechen zuerst der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, die diese Arbeit unterstützt hat, sodann aber auch Herrn Prof. Grebe in Bonn und der Phys. Techn. Reichsanstalt, die mir beide ihre Einrichtungen zur Eichung des Gerätes in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellten.

Die Herstellung des Gerätes hat die Fa. E. Leybolds Nachf. in Köln übernommen.

Valkenburg, Phys. Instit. des Ignatius-Kollegs, 12. Januar 1930.

(Eingegangen 14. Januar 1930.)

Über Detektoren.

Von Josef Vrede.

I. Einleitung.

Die vorliegende Abhandlung, welche den wesentlichen Inhalt meiner bei der philosophischen und naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Münster eingereichten Dissertation enthält, bildet die Fortsetzung der aus dem hiesigen Institut hervorgegangenen Arbeiten über denselben Gegenstand von F. Trey (1), H. Lücke (2) und Th. Sieger (3). Während die meisten Forscher auf diesem Gebiete sich fast ausschließlich auf die Untersuchung von in der Natur vorkommenden Kristalldetektoren beschränkt haben, hat Trey als erster systematisch auf chemischem Wege dargestellte Präparate untersucht. Er konnte nachweisen, daß man zwei Klassen von unipolaren Leitern zu unterscheiden habe, nämlich erstens Elektrolyte und zweitens elektronisch leitende Substanzen. Zu der ersten Klasse gehörten z. B. AgJ, Ag_2S, die beim Stromdurchgang deutliche Polarisation zeigten. Behufs Aufklärung des Wesens der Unipolarität kommen diese Stoffe nicht in Betracht. Eingehend ist von Trey das elektronisch leitende PbS untersucht worden. Das chemisch dargestellte und durch starken Druck zu einer Pastille zusammengepreßte Pulver zeigte keine Detektorwirkung; sobald es aber nach dem Pressen auf 100° bis 200° erhitzt wurde, trat diese sehr ausgeprägt auf. Daß die Wirkung sich nicht nur auf die Oberfläche beschränkt, ging aus Schabversuchen im Vakuum hervor. Trotzdem dicke Schichten entfernt wurden, blieben die Präparate wirksam. Trey konnte die sogenannte Schleifencharakteristik auf adhärierende Flüssigkeitsschichten

zurückführen. Unter Zugrundelegung von Versuchen von Thieme (4) — Mischkristalle z. B. von *Cu* und *Ag* sollten starke Detektoren sein — spricht Trey die Vermutung aus, daß die Erscheinungen sich auf Modifikationsänderungen zurückführen lassen. Hier setzt Lücke ein: Er weist zunächst nach, daß die Versuche von Thieme nicht richtig sind; damit, und aus anderen Gründen fällt die Erklärung von Trey. Lücke zeigt, daß chemisch hergestelltes *PbS* auch ohne Erhitzen ein Detektor wird, wenn man es bei gewöhnlicher Temperatur im Vakuum preßt, während das an Luft unter den gleichen Bedingungen gepreßte diese Eigenschaft nicht zeigt. Er erklärt diese Erscheinung folgendermaßen: Die chemisch hergestellten Pulver enthalten außerordentlich viel Feuchtigkeit. Man muß daher annehmen, daß die einzelnen Kriställchen von einer Luft- und Wasserhaut umgeben sind, welche die Berührung verhindert, so daß sie nur in einzelnen Fällen direkt aneinanderhaften. Durch Erwärmen werden diese absorbierten Schichten vertrieben und tritt infolge der thermischen Bewegung der Moleküle eine viel innigere Berührung ein, die Pulver sintern zusammen. Wegen der schlechten Leitfähigkeit des feuchten Pulvers muß man, um überhaupt einen Strom zu erhalten, den Kontakt sehr innig machen. Hierdurch leidet aber die Unipolarität und wird gegebenenfalls Nichtunipolarität vorgetäuscht. Wird die adhärierende Wasserschicht durch Erwärmen oder durch Wegpumpen entfernt, so ist die Leitfähigkeit viel größer, und ist infolgedessen die Unipolarität leicht festzustellen.

Trey hat gefunden, daß bei dem chemisch hergestellten und darauf erwärmten Bleisulfid der Strom viel größer ist, wenn die Spitze negativ ist. Lücke hat dies bestätigt. Bei dem sublimierten *PbS* ist die bevorzugte Stromrichtung die umgekehrte. Lücke führt dies darauf zurück, daß bei dem sublimierten Präparat die Oberfläche aus kleinen Spitzen besteht und daß die Elektronen leicht aus den Spitzen dringen.

A. Schleede und H. Buggisch (5), die sich ebenfalls mit der Detektorwirkung bei Bleisulfid (natürliche Kristalle, gefälltes und sublimiertes Präparat) beschäftigt hatten, glaubten die Detektorwirkung auf einen Überschuß an Schwefel zurückführen zu können. Die Versuchsergebnisse zwischen Lücke und Schleede und Buggisch stimmen im allgemeinen überein, nur z. B. in bezug auf die Stromrichtung des bevorzugten Stromes bei dem sublimierten Präparat widersprechen sie sich. Bei einer Wiederholung der Versuche fand Sieger dieselbe Stromrichtung bevorzugt wie Lücke.

P. Collet (6) und Pélabon (7) führen ebenfalls die Detektorwirkung auf die Schwefelschicht, die sich auf der Oberfläche der Kristalle befinden soll, zurück. Um einen Detektor zu erzeugen, soll es genügen, sehr feinen Staub eines Dielektrikums auf der Oberfläche des Leiters lagern zu lassen und diesem Aggregat in der üblichen Weise eine Spitze gegenüberzustellen. Auf weitere Arbeiten komme ich am Schluß zurück und werde dann auch zu den Erklärungen Stellung nehmen.

Die vorliegende Arbeit sollte durch weitere Versuche das Detektorproblem klären.

II. Die Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei Lücke. In dem Kreise befand sich eine E.M.K., die ich zwischen 0,1—1 Volt variierte, ein Galvanometer von der Empfindlichkeit $5{,}4 \cdot 10^{-6}$ pro Skalenteil mit Nebenschlüssen und die Detektoranordnung. Bei diesen kleinen Strömen kann man einigermaßen sicher sein, daß die Joulesche Wärme keine wesentliche Rolle spielt und die Resultate fälscht. Die Detektorapparatur war elastisch aufgehängt, um die störenden Stöße und Erschütterungen zu dämpfen. Der Kontakt wurde stets so lose als möglich gemacht. Für einzelne Versuche wurde, um die Empfindlichkeit zu steigern, ein Galvanometer von etwa 10^{-10} Empfindlichkeit bzw. ein Dolezalekssches Quadrantelektrometer benutzt, mit dessen Hilfe Stromstärken bis zu 10^{-14} Amp. gemessen werden konnten. Die benutzten Substanzen waren von mir soweit wie möglich aus den reinsten Präparaten von Kahlbaum hergestellt.

III. Die Versuche.

1. Bleisulfid.

Chemisch hergestelltes Bleisulfid von Kahlbaum im Schraubstock zu einer Pastille gepreßt zeigte erst nach dem Erwärmen auf 100—150° Detektorwirkung und zwar war immer *Pt* (—) größer *Pt* (+)[1]. Dies stimmt mit Trey und Lücke überein. Das Präparat wurde darauf sublimiert[2]. Zu dem Zwecke wurde es in ein Tonrohr gebracht, das in einem elektrischen Ofen auf 1200° erhitzt werden konnte. Vor der Erwärmung wurde bis zu einem Druck von ungefähr 10^{-4} mm evakuiert, dann allmählich erhitzt. Der herausragende Teil des Rohres wurde ständig gekühlt. Bei etwa 500° blieb das Vakuum, das mit einem Mc. Leod gemessen

1) Ich benutzte dieselbe Bezeichnungsweise wie Trey und Lücke; es bedeutet somit *Pt* (—) größer *Pt* (+), daß der Strom größer war, wenn die die Detektorsubstanz berührende Platinspitze negativ war.

2) Für die Hilfe bei der Ausführung der Sublimation spreche ich Herrn Privatdozent Dr. F. Durau meinen besten Dank aus.

wurde, ungefähr konstant. Oberhalb dieser Temperatur machte sich bereits eine ziemliche Gasentwicklung bemerkbar, die sich bis 700° außerordentlich schnell steigerte, so daß die fortdauernd arbeitenden Pumpen — rotierende Kapselpumpe und Diffusionspumpe — die abgegebenen Gase nicht schnell genug wegschaffen konnten. Erst nach längerem Pumpen wurde wieder das hohe Vakuum erreicht. Es enthält somit das PbS enorme Mengen von Gasen, die erst bei höherer Temperatur abgegeben werden. Die Gase bestanden aus Wasserdampf und im überwiegendem Maße aus Schwefelwasserstoff; ich schließe dies daraus, daß das angeschlossene P_2O_5 nicht sehr stark angegriffen wurde und ferner aus dem Geruch des Gases. Bei dem Schmelzpunkte des PbS, etwa 1112° C, zeigte der Mc. Leod 0,066 mm Druck, bei 1200° etwa 0,058 mm. Bei dieser Temperatur ging die Sublimation leicht vonstatten. Die Abkühlung geschah sehr langsam.

Das Tonrohr wurde dann zerschlagen, das sublimierte Präparat vorsichtig losgelöst und das untere vom oberen getrennt behandelt. Es hatten sich schöne Kristalle in zusammenhängender Form gebildet und außerdem noch ein ganz feines schwarzes Pulver. Das sublimierte PbS war ein bedeutend besserer Leiter als das chemisch hergestellte und konnte der Kontakt daher stets sehr lose gemacht werden. Ein großes Kristallstück wurde einer eingehenden Untersuchung unterworfen. An den geschmolzenen Stellen des Kristalls blieben die Galvanometerausschläge in beiden Richtungen gleich. An den rauhen, kristallisierten Stellen trat dagegen Detektorwirkung auf, allerdings nicht in dem Maße, wie es bei dem nicht sublimierten erhitzten PbS der Fall war. Auch nach scharfem Pulverisieren des Kristalls und Pressen im Schraubstock konnte nur geringe Detektorwirkung festgestellt werden. Das feine Pulver zu einer Pastille gepreßt, wies ebenfalls nur sehr geringe Detektorwirkung auf. Die Richtung des bevorzugten Stromes war immer die gleiche, Pt (+) größer Pt (—), also umgekehrt wie beim gefällten Bleisulfid. Da Lücke beim sublimierten PbS ziemliche Unipolarität gefunden und Sieger sogar Ventilwirkung festgestellt hatte, lag es nahe, die Unstimmigkeiten auf verschiedenartige Sublimation zurückzuführen. Daher wurde das sublimierte PbS nochmals sublimiert. Es entwickelten sich jetzt nur sehr geringe Mengen von Gasen, die von den Pumpen leicht weggeschafft werden konnten. Diesmal hatte sich neben feinem und grobem kristallisiertem Pulver ein besonders schöner großer Kristall gebildet, der an ungefähr 60 Stellen untersucht wurde. Überall ging der Strom in beiden Richtungen gleich gut durch. Ein Teil des Kristalls pulvrisiert und in eine Messinghülse gepreßt, ergab dasselbe Resultat. Ebenso trat bei dem feinen und groben, zu einer Pastille gepreßten Pulver nicht die geringste Detektorwirkung auf und auch ein Erwärmen auf 150° und 250° zeigte keine Veränderung im Verhalten. In keinem Falle war bei dem doppelt sublimierten Bleisulfid eine Gleichrichterwirkung zu erzielen.

Aus diesen Versuchen geht also hervor:

Während das chemisch hergestellte PbS nach gelindem Erhitzen ein guter Detektor ist, nimmt die Wirkung ab, wenn man es durch Sublimation im Vakuum reinigt. Die Detektorwirkung kann sogar ganz zum Verschwinden gebracht werden, wenn man durch mehrmalige Sublimation im Vakuum die letzten Spuren der Verunreinigung entfernt.

Wie von R. Schenck bewiesen, destilliert PbS im Vakuum unzersetzt; — es zeigte sogar bei viel höheren Temperaturen als die hier angewandten, konstante Dampfdrucke. Man kann daher das verschiedene Verhalten des gelinde erhitzten PbS im Vergleich zu dem sublimierten nicht auf eine Zersetzung der Substanz zurückführen. Behufs Erklärung der Detektorwirkung bleibt nur übrig, anzunehmen, daß die Verunreinigungen entweder

1. primär die Detektorwirkung verursachen, was den Ergebnissen von Schleede und Buggisch[1]) und ferner von Collet und Pélabon[2]) entsprechen würde, oder

2. sekundär, in dem sie die Struktur des Präparates verändern.

Um die erste Annahme zu prüfen, wurden die folgenden Versuche gemacht. Als Verunreinigungen kommen bei meinen Präparaten Wasser, Schwefel und Schwefelwasserstoff in Betracht. Es wurde eine aus einmal sublimiertem PbS gepreßte Pastille, die geringe Detektorwirkung zugunsten des positiven Stromes zeigte, angehaucht oder in Wasserdampf angefeuchtet. Wiederum in den Gleichstromkreis gebracht, zeigte sich in allen Fällen keine Veränderung. Die Unipolarität blieb bestehen und es war immer Pt (+) größer Pt (—). Sobald die Pastille auf 150° erhitzt wurde, drehte sich das Vorzeichen um und zwar unabhängig davon, ob das Pulver angefeuchtet war oder nicht. Die Versuche wurden mit dem doppelt sublimierten PbS, das keine Detektorwirkung zeigte, wiederholt. Es zeigte sich keine Spur einer Detektorwirkung, das Wasser kommt also für das Auftreten der Detektorwirkung nicht in Frage. Es kann in manchen Fällen ein falsches Resultat vortäuschen, in-

1) l. c. S. 6.
2) l. c. S. 7.

dem es innerhalb der adhärierenden Feuchtigkeitsschicht eine Polarisation hervorruft.

Als weitere Verunreinigungen, welche die Detektorwirkung hervorrufen könnten, kommen Schwefel, $PbSO_4$ und H_2S in Betracht. Ob diese Verunreinigungen tatsächlich die Detektorwirkung hervorrufen, wurde durch folgende Versuche geprüft. Chemisch hergestelltes Bleisulfid, das keine Detektorwirkung zeigt, wurde mit in Schwefelkohlenstoff gelösten Schwefel getränkt und bei einer Temperatur von 50° getrocknet. Die Galvanometerausschläge waren in beiden Richtungen gleich groß. Erst nach dem Erhitzen auf 150° trat Detektorwirkung auf, und zwar unabhängig davon, ob Schwefel vorhanden war oder nicht. Das doppelt sublimierte PbS, das den Strom in beiden Richtungen gleich gut durchließ, wurde ebenfalls mit in Schwefelkohlenstoff gelöstem Schwefel getränkt. In den Gleichstromkreis gebracht, zeigte sich keine Veränderung. Die Galvanometerausschläge waren in beiden Richtungen gleich. Auch nach Erhitzen auf 150° und 250° trat keine Detektorwirkung auf. Bespülen der Präparate mit Schwefeldämpfen war ebenfalls ohne Einfluß. Chemisch hergestelltes PbS und doppelt sublimiertes PbS wurden ferner mit $PbSO_4$, das in heißem destilliertem Wasser aufgelöst war, getränkt. Getrocknet und in eine Messinghülse gepreßt, zeigten sie auch in diesem Falle keine Veränderung in ihrem Verhalten. Das gefällte Bleisulfid wies erst nach dem Erhitzen Detektorwirkung auf, während das zweimal sublimierte PbS in keinem Falle Unipolarität zeigte. Die verschiedenen Präparate wurden darauf längere Zeit mit Schwefelwasserstoff behandelt. Es wurde über die gepreßten Pastillen H_2S geleitet und bei anderen Versuchen das Pulver mit H_2S bespült und darauf gepreßt. Die Präparate zeigten hiernach keine Änderung in ihrem Verhalten; insbesondere ließ das doppelt sublimierte PbS den Strom in beiden Richtungen gleich gut durch.

Aus diesem Abschnitt folgt:

PbS, das möglichst weitgehend durch Sublimation gereinigt ist, zeigt keine Detektorwirkung. Damit diese auftritt, muß das Präparat eine Verunreinigung enthalten. Die kompakten, festen Kristalle von PbS, welche keine Detektorwirkung zeigen, geben auch keine Detektorwirkung, wenn sie mit H_2O, H_2S, S oder $PbSO_4$ getränkt werden.

Die Frage, ob die Verunreinigungen an sich die Ursache der Detektorwirkung sind oder dadurch wirken, daß sie die Struktur des Kristalls verändern, etwa Lockerstellen bilden, läßt sich auf Grund dieser Versuche nicht entscheiden. Hierauf werde ich später zurückkommen.

Lücke hat angenommen, daß chemisch hergestelltes, nicht erhitztes Bleisulfid deshalb keine Detektorwirkung zeigt, weil infolge der Feuchtigkeit der Widerstand sehr groß ist und, um meßbare Ströme zu erhalten, der Kontakt sehr gut gemacht werden muß, worunter die Detektorwirkung stets leidet. Um dies zu prüfen, habe ich das gefällte zu einer Pastille gepreßte, nicht erhitzte Bleisulfid mit einem sehr empfindlichen Drehspulspiegelgalvanometer untersucht, so daß der Kontakt ganz lose gemacht werden konnte. Es zeigte sich auch in diesem Falle, daß die Gleichrichterwirkung beim chemisch hergestellten PbS erst nach dem Erhitzen auf 100—150° auftrat. Die Erklärung von Lücke ist also nicht richtig. Wie Lücke bewiesen, tritt die Detektorwirkung bei dem chemisch hergestellten PbS auf, wenn man nur dafür sorgt, daß die Feuchtigkeitsschicht entfernt wird; dies kann geschehen

1. durch Erwärmen, oder
2. durch Wegpumpen selbst bei gewöhnlicher Temperatur.

Offenbar wird hierdurch der Kontakt zwischen den einzelnen Kristallen ein besserer. Aus meinen Versuchen in Verbindung mit denen von Lücke muß man also schließen, daß der Kontakt zwischen den einzelnen Kristallchen ein nicht allzu schlechter sein darf, damit eine Detektorwirkung auftritt; er darf aber auch nicht ein zu guter sein, da sonst wie beim geschmolzenen PbS rein metallische Leitung entsprechend dem Ohmschen Gesetz auftritt.

2. Tellur.

Um die Erscheinungen weiter aufzuklären, namentlich, um zu untersuchen, ob andere Stoffe in ähnlicher Weise wie PbS auf nassem Wege hergestellt, sich wie dieses verhalten, wurde Tellur untersucht. Die Gleichrichterwirkung von Tellur ist von L. W. Austin (8) beschrieben worden. Sie ist besonders groß bei Aluminium-Tellur. Die Darstellung des Tellurs geschah nach dem Verfahren von E. Cohen und I. F. Kröner(9). Reinste Tellursäure von Kahlbaum wurde in doppelt destilliertem Wasser bis zur Sättigung aufgelöst und mit SO_2 versetzt. Die Reaktion ging sehr langsam vor sich. Das ausgefällte Pulver ohne kristallinische Struktur wurde im Vakuumexsikkator über konzentrierter Schwefelsäure getrocknet, in eine Messinghülse gepreßt und mit dem Galvanometer untersucht. Die Leitfähigkeit war sehr gut (bei 0,2 Volt etwa 150 Skt.); eine Detektorwirkung war nicht vorhanden. Die Pastille wurde darauf in einem elektrischen Ofen 6 Stunden lang im Stickstoffstrom auf 120°

erhitzt und nach langsamer Abkühlung, die ebenfalls unter Stickstoffstrom erfolgte, untersucht. Die Leitfähigkeit war nicht mehr so groß wie vor dem Erwärmen. Im Gegensatz zu Sieger[1]), der ein nach gleichem Verfahren hergestelltes Präparat untersucht hat, habe ich nicht die geringste Gleichrichterwirkung beobachtet. Die Galvanometerausschläge waren in beiden Richtungen gleich groß. Auch nach einer Erwärmung auf 350° trat keine Detektorwirkung auf. Der Versuch wurde zweimal wiederholt und ergab dasselbe Ergebnis. In keinem Falle konnte auch nur die geringste Unipolarität festgestellt werden. Ebenso zeigte das Tellur in Stangen von Kahlbaum trotz guter Leitfähigkeit nach dem Erwärmen auf 120° und 350° keine Gleichrichterwirkung. Fein pulverisiert und in eine Messinghülse gepreßt, ließ es den Strom auch nach Erwärmen auf 100°, 200° und 300° in beiden Richtungen gleich gut durch. Darauf wurde das Tellur geschmolzen. Die Leitfähigkeit war sehr gut, aber es trat keine Detektorwirkung auf.

Meine Versuche stehen im Gegensatz zu den oben erwähnten von Austin. Austin hat sein Tellur nicht besonders gereinigt, so daß die Vermutung naheliegt, daß es irgendeine Verunreinigung enthalten hat, welche die Detektorwirkung bedingt. Dafür spricht auch, daß die Wirkung besonders ausgeprägt bei Verwendung von Aluminium als Spitze auftritt.

Aus diesen Versuchen geht hervor: Absolut gereinigtes Tellur zeigte ebensowenig wie gereinigtes *PbS* eine Detektorwirkung. Verunreinigungen vermögen sie aber hervorzurufen.

3. Kupferjodür.

Erich Habann (10) fand, daß Kupferjodür mit einem Kupferdraht in Berührung gebracht einen ausgezeichneten Detektor ergibt. Aluminium, Zink und andere Metalle verhalten sich wie das Kupfer. Bei einzelnen Metallen jedoch, wie Molybdän, Wolfram und Platin, nahm er keine Detektorwirkung wahr. Die Charakteristiken verliefen immer geradlinig. Auch Sieger hat gefunden, daß Kupferjodür ein Detektor ist; die Verhältnisse waren aber sehr verwickelt, da die Substanz sich schnell an der Luft zersetzte. Um diese Fehlerquelle zu beseitigen, wurde beschlossen, das Kupferjodür im Vakuum herzustellen und daselbst zu untersuchen. Zu dem Zwecke diente der folgende Apparat.

In einem Glasrohr *a* (Fig. 1) mit aufsetzbarem Schliff *b* befand sich eine an einem Kupferdraht angenietete Kupferplatte *c*. An einen spiralförmigen Platindraht *a* war ein kleines Stückchen

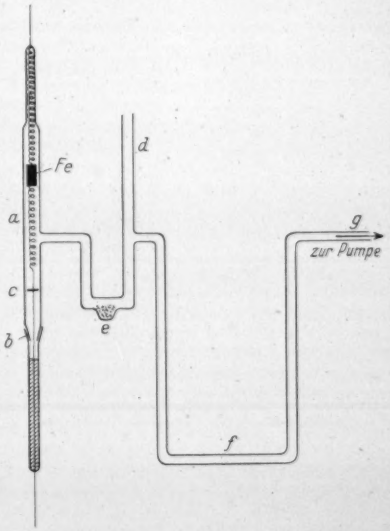


Fig. 1.

Eisen *Fe* befestigt; dieses und damit der Platindraht konnte mit einem Magneten gesenkt und so Kontakt mit *c* hergestellt werden. Durch das Glasrohr *d* wurden kleine Jodstückchen in das Rohr *e* gebracht, die Öffnung bei *d* zugeschmolzen und das ganze Gefäß evakuiert. Das Glasrohr *f* war von einem Eismantel umgeben, um ein Entweichen der Joddämpfe in die Pumpe zu verhindern. Dann wurde das Rohr bei *g* abgeschmolzen und das Jod in *e* leicht erwärmt. Die aufsteigenden Joddämpfe schlugen sich außer an den kalten Stellen des Glasrohrs auch auf die Kupferplatte nieder. Durch mehrmaliges Anwärmen und Erkaltenlassen des Rohres *a*, erhielt ich die erwünschte Verbindung von Kupfer und Jod. Die Platinspitze, mit dieser Kupferjodürschicht in Berührung gebracht, ergab gute Unipolarität. Es war in allen Fällen *Pt* (—) größer *Pt* (+). Fig. 2 zeigt eine Beobachtungsreihe.

[1]) Die von Sieger beobachtete Gleichrichterwirkung ist außerordentlich klein. Bei 0,5 Volt Spannung beobachtete er einen Ausschlag von 85 Skt. in der positiven und einen Ausschlag von 110 Skt. in der negativen Richtung, also einen Unterschied von 25 Skt. Bei 0,8 Volt wuchs der Unterschied bei 210 Skt. in positiver und bei 270 in negativer Richtung auf 60 Skt. Dieses ist bei der Größe des Ausschlages ein so geringer Unterschied, daß man auch bei diesem Präparat höchstens von einer schwachen Detektorwirkung sprechen kann.

Aus diesen Versuchen geht hervor: Kupferjodür in Gegenwart von Jod ist ein guter Detektor.

Ob es in reinem Zustande ebenfalls Detektorwirkung zeigt, konnte leider nicht untersucht werden, da es sich nicht ohne Zersetzung von dem überschüssigen Jod trennen ließ. Aus den Versuchen von Habann mit Platin-, Wolfram- und Molybdänspitzen, bei denen keine Detektorwirkung

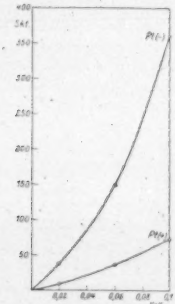


Fig. 2.

eintrat, muß man schließen, daß auch Kupferjodür in reinem Zustande kein Detektor ist.

4. Oxyde, Nitride und Karbide.

Es wurde noch eine große Anzahl von Oxyden, Nitriden und Karbiden untersucht, die größtenteils von E. Friedrich und L. Sittig (11) in besonders reinem Zustande hergestellt und mir freundlichst zur Verfügung gestellt waren. Hierfür spreche ich Herrn Dr. E. Friedrich meinen besten Dank aus. Die Präparate sind dieselben, welche die beiden Herren auf Leitfähigkeit usw. untersucht haben; sie stellten meistens größere Stücke dar, die durch Sinterung bei hoher Temperatur kompakt gemacht waren. Die übrigen Präparate waren aus reinstem Ausgangsmaterial von mir hergestellt. Es wurden folgende Substanzen untersucht.

A. Gesättigte Oxyde.

1. CdO gepreßt;
2. CdO bei 900° gebrannt;
3. ZnO;
4. Cr_2O_3 bei 1800° gebrannt;
5. HgO;
6. Ni_2O_3;
7. V_2O_5;
8. WO_3.

4—8 zeigten keine Leitfähigkeit.

B. Ungesättigte Oxyde.

1. Mo_2O_5;
2. MoO_2;
3. niedriges Titanoxyd, geschmolzen;
4. V_2O_3;
5. WO_2;
6. W_2O_5;
7. WO_2 in N geschmolzen;
8. UO_2 } keine Leitfähigkeit!
9. U_3O_8 }

C. Nitride.

1. TiN hochgesintert;
2. $(TiN)_4 + 1\,C$ im Kohlenofen geschmolzen;
3. VN hochgesintert;
4. VN hochgesintert, sehr hart und brüchig;
5. ScN hochgesintert;
6. ZrN hochgesintert, sehr oxydhaltig.

5 und 6 keine Leitfähigkeit!

D. Karbide.

1. BC im Kohleofen geschmolzen;
2. MoC hochgesintert,
3. NbC geschmolzen;
4. TaC im Kohlenofen bis 3800° abs. erhitzt;
5. TiC hochgesintert;
6. VC im Kohlenofen geschmolzen;
7. VC in der Präparatur gesintert.

Bei keiner von diesen Substanzen wurde eine Detektorwirkung beobachtet.

5. Zinksulfid.

Von H. Zahn (12) ist eine Detektorwirkung beim belichteten Zinksulfid entdeckt worden. Da es möglich erschien, daß dieser Versuch mir einen Fingerzeig für die Erklärung des Problems geben könnte, habe ich eine Reihe von Experimenten mit dieser Substanz aufgestellt. Es waren mir vier verschiedene Präparate von Herrn Prof. Dr. Ernst hier freundlichst zur Verfügung gestellt worden, wofür ich ihm meinen besten Dank ausspreche,

1. Zinksulfid aus Schauinsland bei Freiburg i. Br.,
2. Zinksulfid aus Cumberland,
3. Zinksulfid, Santander,
4. Zinksulfid aus Jasper, Mass. (U. S. A.).

Die eine Fläche der Kristalle wurde möglichst eben geschliffen und fest gegen diese Fläche Silberfolie gepreßt; die andere Elektrode bildete eine Platinspitze. Da alle vier Kristalle einen sehr großen Widerstand besaßen und trotz Spannungen bis zu 10 Volt keine Galvanometerausschläge zu erzielen waren, wurden sie mit einem Dolezalekschen Qudrantelektrometer untersucht. Trotz der großen Empfindlichkeit desselben erhielt ich

nur bei den beiden ersten Kristallen Leitfähigkeit und auch Detektorwirkung. Daraufhin wurden die Kristalle mit einer Quecksilberlampe belichtet. Alle vier Kristalle zeigten jetzt eine Detektorwirkung. Am deutlichsten ausgeprägt war sie bei Zinksulfid, Schauinsland. Die Detektorwirkung, die auch schon vorher vorhanden war, wurde durch die Belichtung wesentlich verstärkt (Fig. 3). In allen Fällen war die negative

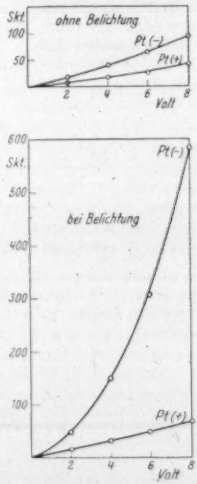


Fig. 3.

Richtung die bevorzugte, also *Pt* (—) größer *Pt* (+).

Diese Versuche bestätigen und erweitern die Ergebnisse von Zahn (12) und Gudden und Pohl. Sie zeigen: Zinksulfid ist in reinem Zustande ein Isolator, durch Belichtung mit ultraviolettem Licht wird es ein Leiter und zeigt dann Detektorwirkung. Leitende, verunreinigte Sulfide sind auch ohne Belichtung Gleichrichter. Die Wirkung wird durch Belichtung außerordentlich verstärkt.

Bei gepreßten Pulvern, z. B. *ZnO* und *CdO*, habe ich durch Belichtung keine Leitfähigkeitszunahme und Detektorwirkung erzielt. Es ist dieses nicht wunderbar, da bei den vielen Übergangsstellen der Elektronenweg stark gestört wird.

IV. Besprechung der Hypothesen, welche zur Erklärung der Detektorwirkung aufgestellt worden sind.

Bevor ich dazu übergehe, zu prüfen, wie meine Versuche die bisher aufgestellten Detektorhypothesen bestätigen bzw. widerlegen, möchte ich zunächst kurz zusammenstellen, was nach meiner Meinung experimentell sichergestellt ist.

1. Eine Detektorwirkung tritt auf bei sehr ungleich großen Elektroden, oder falls die Elektroden gleich groß sind, nur wenn auf irgendeine Weise z. B. Belichtung oder verschiedener Kontakt, dafür Sorge getragen wird, daß die die eine Elektrode berührende Seite des Präparates verschieden von der anderen Seite ist (vgl. Versuch von Zahn (12)). Daß eine Detektorwirkung vorhanden ist, wenn der Kontakt in den beiden Enden der Detektorsubstanz verschieden ist, geht daraus hervor, daß in dem bekannten Gleichrichter von Siemens & Halske beinahe Unipolarität auftritt. Die Cu_2O-Kristalle, welche hier die Detektorwirkung bedingen, sind auf der einen Seite fest in Kupfer eingebettet, während sie auf der anderen Seite lose von Kupfer berührt werden (vgl. eine demnächst erscheinende Arbeit).

2. Wir haben es bei den Detektoren stets mit elektronisch leitenden Substanzen zu tun.

3. Reine Metalle zeigen keine Wirkung.

4. Auch reine Halbleiter zeigen keine Detektorwirkung. Ich kenne keinen Stoff, der in absolut reinem Zustande Detektorwirkung zeigt (vgl. meine Versuche mit *PbS* und Tellur). Wir müssen somit schließen, daß Verunreinigungen bzw. Störungen im Gitteraufbau die Bedingung für die Gleichrichterwirkung sind. Bereits Weigel (13) ist zu dem Ergebnis gekommen, daß natürliche Kristalle nur dann die Detektorwirkung zeigen, wenn sie stark zerklüftet sind, was mit meinen Ergebnissen übereinstimmt.

5. Die bevorzugte Stromrichtung ist stets eindeutig; z. B. ist bei dem auf niedriger Temperatur erwärmten, chemisch hergestellten Bleisulfid *Pt* (—) stets größer als *Pt* (+); bei den sublimierten Präparaten kann sich die Stromrichtung umkehren, falls die Präparate noch Verunreinigungen enthalten. Werden letztere entfernt, so hört die Detektorwirkung auf.

Eine Theorie der Detektorwirkung ist von Schottky (14) gegeben worden. Er führt den Begriff der Übergangsarbeit von Elektronen von einem Leiter in einen anderen ein. Diese Arbeit fällt verschieden in beiden Richtungen aus und hängt außerdem noch stark von der Spannung und dem Abstand beider Leiter voneinander ab. Bei einem *PbS*-Detektor denkt sich Schottky den Vorgang folgendermaßen: Die Spitze berührt nur die Schwefelatome und diese verhindern das direkte Berühren mit der leitenden Komponente des Kristalles den *Pb*-Atomen, oder die Spitze kommt hauptsächlich mit den Bleiatomen in Berührung. Der bevorzugte Strom kehrt sich um. Schließlich kann die Spitze sowohl mit

Kationen als auch mit Anionen in Berührung kommen, dann erweist sich die Stelle als nicht gut ansprechend. Stransky (15) hat die Theorie von Schottky erweitert, indem er die Atomdeformation heranzieht. Durch den Berührungsdruck, der bei geringer Auflagefläche sehr groß sein kann, gehen die heteropolaren Verbindungen durch die Deformation vorzugsweise des Anions in homöopolare über. Im homöopolaren Zustande sind aber geringere Kräfte zur Elektronenemission erforderlich als im heteropolaren. Also ist zur Erzielung einer Ventilwirkung erstens eine heteropolar leicht deformierbare Verbindung und zweitens ein hinreichender Aufladedruck nötig.

Meine Versuche stehen mit diesen Theorien nicht im Einklang; denn reines *PbS* ist gar kein Detektor, vielmehr ist die Detektorwirkung an Verunreinigungen gebunden.

Von G. Reissaus (16) ist das Gesetz aufgestellt worden, daß der Elektronenstrom stets von der Spitze zur Fläche eines Detektorsystems fließt. Die metallische Spitze und der Kristall können aber ihre Stelle vertauschen, wenn der Kristall Risse hat; denn ein Riß ist stets von einer Anzahl von Kristallecken begrenzt. Nach dieser Theorie wäre bei dem chemisch hergestellten *PbS* das Platin die Spitze und bei dem einmal sublimierten und darauf gepreßten Pulver bilden die *PbS*-Kriställchen die Spitze. Bei dem zweimal sublimierten Präparat wäre zu erwarten gewesen, daß ebenfalls die *PbS*-Kriställchen die Spitzen bilden. Tatsächlich ist es aber kein Detektor.[1])

6. H. Zahn (12) vermutet nach seinen Versuchen mit Zinkblende, daß die Detektorwirkung in erster Linie mit dem Sekundärstrom in Verbindung zu bringen ist. Von ihm stammt folgender Versuch mit Zinksulfid.

Zwischen zwei Wasserelektroden, in der Fig. 4 als *A* und *B* bezeichnet, befand sich ein

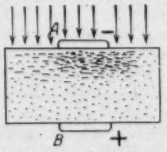
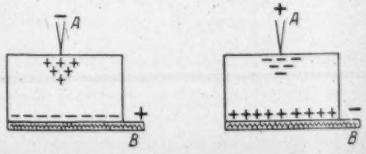


Fig. 4.

Zinksulfidkristall, der in Richtung der Pfeile belichtet wurde. Licht erzeugt neue Träger, deren Konzentration bei *A* groß ist. Wird nun die Elektrode *A* mit dem negativen Pol verbunden, so wandern diese Elektronen nach *B*. Hierbei bilden sich infolge Gitterauflockerung Ionen und damit steigert sich die Leitfähigkeit durch die ganze Masse. Machen wir dagegen *A* positiv, so wandern die Elektronen, die sich in überwiegender Mehrzahl bei *A* befinden, nicht durch die ganze Masse, es bildet sich eine geringere Gitterauflockerung aus, der Sekundärstrom ist daher klein. Wir haben also Detektorwirkung trotz gleich großer Elektroden, weil das Licht eine überwiegende Vermehrung der Elektronen an der einen Elektrode bewirkt.

Um die Detektorwirkung bei dem verunreinigten ohne Licht leitenden Zinksulfid zu erklären, habe ich mir folgende Vorstellung gebildet. Es ist zunächst selbstverständlich, daß man bei gleich großen Elektroden keine Detektorwirkung erhält. Wir machen jetzt die Elektroden sehr verschieden groß, wählen etwa eine Spitze und eine Fläche; offenbar sind dann für die Stärke des Stromes die Widerstandsverhältnisse an der Spitze maßgebend. Es können nun zwei Fälle eintreten:

1. Die Elektronen wandern schneller weg als sie aus der Spitze austreten. Bei negativer Ladung der Spitze bildet sich eine +-Raumladung um *A* (Fig. 5a, *A* sei die Spitze und *B* die Fläche)



a b

Fig. 5.

und bei positiver Ladung von *A* eine —-Raumladung aus (Fig. 5b). Bei *B* ist die Dichte dieser Raumladung wegen der Größe von *B* verschwindend klein. Da die positive Raumladung in dem ersten Falle (5a) ebenso groß ist wie die negative im zweiten (5b), so ist keine Ursache für eine Detektorwirkung vorhanden. Ich nehme nun an, daß die Elektronen um die Spitze (Fig. 5b) das Kristallgefüge lockern; es bildet sich hier infolge dieser Sekundärwirkung ein Raum von großer Leitfähigkeit aus. An der großen Elektrode *B* wird sich beim Austritt eines Elektrons aus dem Sulfid zwar ebenfalls eine Stelle von geringer Leitfähigkeit bilden; es bleiben aber wegen der Größe der Elektrode viele Stellen, wo die Konzentration der Elektronen und damit die Leitfähigkeit die normale ist, so daß der Strom ungehindert diese Stellen passieren kann. Sie gehen dadurch ebenfalls in Stellen von geringerer Leitfähigkeit über, aber dafür bilden sich durch Zuwandern von Elektronen wieder neue normale

1) In einer demnächst erscheinenden Arbeit wird bewiesen, daß diese Theorie mit einer Reihe von anderen Tatsachen im Widerspruch steht.

Stellen. Erst bei großer Stromstärke werden alle B berührenden Stellen infolge Entfernens der Elektronen in den schlechtleitenden Zustand übergeführt; dann ist die Verfestigung bei B gleich der Lockerung bei der Spitze A. In Fig. 5a wandern die Elektronen von A weg; infolge der überschüssigen positiven Ladung bildet sich hier ein Raum von großem Widerstand aus und es liegen die Verhältnisse wie bei Fig. 5b, nur mit umgekehrtem Vorzeichen. Der übrige Teil des Kristalls braucht nicht berücksichtigt zu werden, da sich hier keine nennenswerte positive und negative Ladung ausbildet und der durch die Wanderung der Elektronen hervorgerufene Sekundärstrom in beiden Richtungen gleich ist. Wir haben somit Detektorwirkung und zwar ist Pt (+) größer Pt (—). Bei großen Stromstärken wird aber diese Detektorwirkung aufhören.

2. Die Elektronen wandern langsamer weg als sie aus der Spitze austreten. Jetzt liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt wie bei 1. und wir haben Pt (—) größer Pt (+) wie das z. B. bei Zinksulfid der Fall ist.

Wir gehen jetzt zu einem viel besseren Leiter, z. B. PbS über. Auch hier kann sich, wie man aus der Analogie mit anderen Sulfiden schließen muß, ein Sekundärstrom ausbilden. Ich mache nun die Annahme, daß die beim PbS sekundär sich bildenden Teilchen nicht wie bei ZnS aus Ionen, sondern aus Elektronen bestehen. Auch Gudden (17) hält es für möglich, daß die Träger des Sekundärstroms Elektronen sein können. Bei kompakten Massen, dem geschmolzenen PbS oder großen Kristallen kann sich wegen der großen Leitfähigkeit ebensowenig eine Raumladung ausbilden wie bei den Metallen. Wir haben also keine Detektorwirkung, wie das ja auch meine Versuche zeigen. Bei einem Präparat, das durch Zusammenpressen von kleinen Kriställchen hergestellt ist, bilden die vielen Wände der einzelnen Kristalle bzw. andere Verunreinigungen Störungen für die Bahnen der Elektronen. Infolgedessen können sich Raumladungen ausbilden und je nach dem Fall 1 bzw. 2 ist Pt (+) größer Pt (—) oder umgekehrt. Dies beobachten wir bei dem stark erhitzten oder einmal sublimierten PbS und in vielen in der Natur vorkommenden PbS-Mineralien; je nach der Stelle, die wir untersuchen, ist Pt (+) größer Pt (—) oder umgekehrt.

Das auf chemischem Wege hergestellte PbS enthält, wie die Versuche gezeigt haben, ungeheure Mengen von Gasen, die erst bei verhältnismäßig hoher Temperatur (500—700°) entweichen. Die Gase können nicht lose an der Oberfläche der Kristalle adhärieren, da sie in diesem Falle verhältnismäßig leicht entfernt werden müßten. Daß sie erst bei so hoher Temperatur entweichen, läßt sich nur erklären, wenn wir annehmen, daß das Bleisulfid eine dünne Haut bildet, welche die Gase umhüllt; erst wenn der Druck des Gases sehr groß ist, wird die Hülle gesprengt und das Gas kann entweichen. Nun ist bekannt, daß bei Metallen der Widerstand mit abnehmender Schichtdicke wegen Abnahme der freien Weglänge stark zunimmt[1]). Dasselbe wird sicher auch beim Bleisulfid der Fall sein. Stellen wir daher ein Präparat aus gefälltem Bleisulfid her, so werden aus dem oben erwähnten Grunde (der vielen Störungen durch die Verunreinigungen) und wegen der geringen Leitfähigkeit der Wände der Mikrokristalle die Elektronen nur sehr kleine Wege zurücklegen können. Es können sich daher starke Raumladungen ausbilden. Eine negative Raumladung bewirkt einen sekundären Elektronenstrom. Eine positive Raumladung fängt die Elektronen auf und läßt sie nicht bis zur Elektrode gelangen. Diese Stellen sind daher schlechte Leiter. Da die Elektronen wegen der vielen Störungen langsamer wegwandern als sie aus der Spitze austreten, ist Pt (—) größer Pt (+), wie das ja auch ausnahmslos beobachtet wird.

Um die Erscheinungen zu erklären, werden so zwei Hypothesen aufgestellt, nämlich erstens, daß sich Raumladungen ausbilden und zweitens, daß die Elektronen Sekundärströme ausbilden, die je nach der chemischen Natur des Detektors aus Ionen oder Elektronen bestehen. Wir haben im Vorhergehenden angenommen, daß die Spitze den Kristall direkt berührt, daß somit der Kontakt ein fester ist. Es ist klar, daß bei Körpern, bei denen die Detektorwirkung schwach ausgebildet ist, je nach der Stärke des Kontaktes das Vorzeichen des bevorzugten Stromes sich umkehren kann, da bei stärkerem Kontakt mehr zufließen als abfließen kann und bei einem schlechteren Kontakt das Umgekehrte der Fall sein kann. Andere Verhältnisse müssen auftreten, wenn der Kontakt ein sehr loser ist, d. h. wenn Spitze und Detektor durch eine adhärierende Gasschicht voneinander getrennt sind (20).

Man kann das Detektorproblem auch noch von einem anderen Gesichtspunkt betrachten. Nach Peltier gibt bekanntlich ein elektrischer Strom zwischen zwei verschiedenen Metallen eine Temperaturdifferenz. Die hierbei aus- bzw. eintretende Wärme muß von einem sekundären Prozeß herrühren; primär werden Elektronen übergeführt, welche sekundär auf irgendeine Weise ihre Energie auf die Moleküle übertragen, deren lebendige Kraft vergrößern bzw. verkleinern, was sich als Wärme bemerkbar macht. Man kann nun die Annahme machen,

1) Vgl. Pogany (18) u. Braunbek (19).

daß die Energie der übergegangenen Elektronen auch in andere Energieformen übergehen kann, z. B. in Lockerung des Kristallgitters, also Steigerung der Leitfähigkeit. Wir werden dann je nach dem Vorzeichen der entwickelten Wärme Verfestigung bzw. Lockerung des Kristallgitters haben, entsprechend der bekannten thermodynamischen Formel

$$q = \pm T \cdot \frac{de}{dt},$$

wo q die in der Lötstelle absorbierte Wärme bedeutet, wenn durch die Lötstelle die Einheit der Elektrizitätsmenge strömt und $\frac{de}{dt}$ die Änderung des Potentials mit der Temperatur. Zugunsten dieser Auffassung spricht, daß gerade die Stoffe, welche gute Detektoren sind, in der thermoelektrischen Reihe sehr hoch stehen; z. B. steht Bleiglanz sogar über Wismut[1]) und dasselbe gilt von zahlreichen Sulfiden und Oxyden.

Versuche sind im Gange, um die im Vorhergehenden angenommenen Raumladungen direkt nachzuweisen, den Einfluß der adhärierenden Gasschichten festzustellen und den Zusammenhang mit dem Peltier-Effekt näher zu prüfen.

V. Ergebnisse.

1. Während das chemisch hergestellte PbS nach gelindem Erhitzen ein guter Detektor ist, nimmt die Wirkung ab, wenn man es durch Sublimation im Vakuum reinigt. Die Detektorwirkung kann sogar ganz zum Verschwinden gebracht werden, wenn man durch mehrmalige Sublimation im Vakuum die letzten Spuren der Verunreinigung entfernt.

2. Damit eine Detektorwirkung auftreten soll, darf der Kontakt zwischen den einzelnen Kriställchen nicht allzu schlecht sein, er darf aber auch nicht ein zu guter sein, da sonst wie beim geschmolzenen PbS rein metallische Leitung entsprechend dem Ohmschen Gesetz auftritt.

3. Damit bei dem weitgehend gereinigten PbS eine Detektorwirkung auftritt, muß das Präparat eine Verunreinigung enthalten. Die kompakten festen Kristalle von PbS, welche keine Detektorwirkung zeigen, geben auch keine Detektorwirkung, wenn sie mit H_2O, H_2S, S oder $PbSO_4$ getränkt werden. Die Frage, ob die Verunreinigungen an sich die Ursache der Detektorwirkung sind oder dadurch wirken, daß sie die Struktur des Kristalls verändern, etwa Lockerstellen bilden, läßt sich auf Grund dieser Versuche nicht entscheiden.

1) Vgl. A. Abt. (21).

4. Absolut gereinigtes Tellur zeigt ebensowenig wie reines PbS eine Detektorwirkung. Verunreinigungen vermögen sie aber hervorzurufen.

5. Kupferjodür in Gegenwart von Jod ist ein guter Detektor.

6. Bei keinem der vielen künstlich hergestellten reinen Oxyden, Nitriden und Karbiden wurde eine Detektorwirkung beobachtet.

7. Zinksulfid ist in reinem Zustande ein Isolator, durch Belichtung mit ultraviolettem Licht wird es ein Leiter und zeigt dann Detektorwirkung. Leitende, verunreinigte Zinksulfide sind auch ohne Belichtung Gleichrichter; diese Wirkung wird durch Belichtung außerordentlich verstärkt.

8. Zum Schluß wird versucht, die Erscheinungen zu deuten.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut in Münster i. W. ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geheimrat Prof. Dr. G. C. Schmidt, auf dessen Anregung und unter dessen Leitung die Arbeit ausgeführt wurde, für seinen stets gewährten Rat und seine unermüdliche Hilfe herzlichst zu danken. Ebenso danke ich der Gesellschaft zur Förderung der Westfälischen Wilhelms-Universität für mir zur Verfügung gestellte Mittel.

Literaturverzeichnis.

1) Fr. Trey, Physik. Zeitschr. **26**, 849, 1925.
2) H. Lücke, Physik. Zeitschr. **28**, 213, 1927.
3) Th. Sieger, Diss. Münster i. W. 1928.
4) Thieme, Physik. Zeitschr. **17**, 615, 1916.
5) A. Schleede und H. Buggisch, Physik. Zeitschr. **28**, 174, 1927.
6) P. Collet, Ann. de phys. **15**, 356, 1921.
7) Pélabon, Physik. Berichte **8**, 1064, 1927.
8) L. W. Austin, Physik. Zeitschr. **8**, 600, 1907 und **9**, 252, 1908.
9) E. Cohen und J. F. Kröner, Zeitsch. f. phys. Chemie **82**, 587, 1913.
10) E. Habann, Zeitschr. f. techn. Physik **10**, 25, 1929.
11) E. Friedrich und L. Sittig, Zeitschr. f. anorg. und allg. Chemie **145**, 127, 1925.
12) H. Zahn, Zeitschr. f. Physik **8**, 389, 1922.
13) O. Weigel, Neues Jahrbuch der Mineralogie **21**, 325, 1905.
14) Schottky, Zeitschr. f. Physik **14**, 99, 1923.
15) Stransky, Zeitschr. f. physik. Chemie **113**, 140, 1924.
16) G. Reißaus, Physik. Zeitschr. **29**, 223, 1928.
17) Gudden, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **3**, 153, 1924.
18) Pogány, Ann. der Physik **49**, 532, 1916.
19) W. Braunbek, Zeitschr. f. Physik **59**, 191, 1930.
20) Vgl. R. H. Goddard, Physical. Review **34**, 423, 1912; H. Rohmann, Physik. Zeitschr. **21**, 417, 699, 1920.
21) A. Abt, Ann. der Physik **2**, 279, 1900.

(Eingegangen 28. Januar 1930.

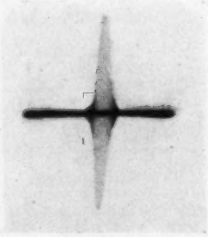


Fig. 3.

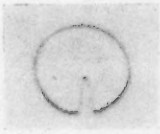


Fig. 5.

Fig. 6a.

Fig. 6b.

Eine Methode zur Untersuchung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre.

Von Georg Goubau.

Mit Tafel III.

Die Anordnung im Sender ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Die kurzen Impulse, die

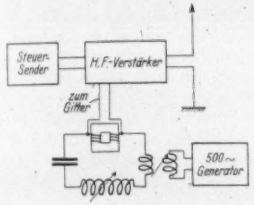


Fig. 1.

zur Modulation des Senders dienen, werden durch eine stark gesättigte Eisendrossel hergestellt, die in einen Kondensatorkreis geschaltet ist, welcher von einem 500-Perioden-Generator gespeist wird. Der zeitliche Verlauf der Spannung an der Drossel bei sinusförmigem Magnetisierungsstrom ist aus Fig. 2 ersichtlich.

Der Sender besteht aus einem Steuersender und einem neutralisierten Hochfrequenzverstärker. Die Gitter der Hochfrequenz-Verstärkerröhren haben so starke negative Vorspannung, daß im

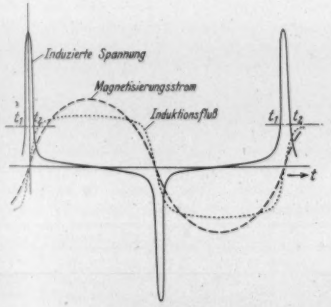


Fig. 2.

Ruhezustand kein Anodenstrom und somit auch kein Antennenstrom fließt. In die Gitterableitung wird die Eisendrossel eingeschaltet (Fig. 1), und man kann bei genügend hoher negativer Vorspannung erreichen, daß nur in dem kurzen Zeitintervall t_1—t_2 (Fig. 2) der Anodenstrom fließt.

Man kommt auf diese Weise für die ausgestrahlten Wellengruppen auf eine Zeitdauer (t_1—t_2 Fig. 2) von weniger als $^1/_{10\,000}$ Sek. bei einer Wellenlänge von ungefähr 500 m. Der Verlauf des Antennenstromes ist aus dem Bild (Fig. 3) ersichtlich, das mit einer Braunschen Röhre erhalten wurde. Die horizontale sinusförmige Hilfsablenkung zur Erzielung eines stehenden Bildes am Schirm der Röhre erfolgte magnetisch mit dem Strom eines Kondensatorkreises, der ebenfalls durch den 500-Perioden-Generator gespeist wurde. Die vertikale Ablenkung, die den Verlauf des Antennenstromes wiedergibt, erfolgte elektrostatisch, wobei die nötigen Spannungen direkt aus der Antenne induziert wurden.

Die Empfangsanordnung zerfällt in zwei Teile. Der untere Teil in Fig. 4 ist der eigentliche Empfänger. Dieser ist so dimensioniert, daß er die Signale möglichst ohne Verbreiterung aufnimmt, verstärkt und gleichrichtet. Bei jedem Signal des Senders gibt er dem Ablenkungskondensator A—B der Braunschen Röhre eine Ladung,

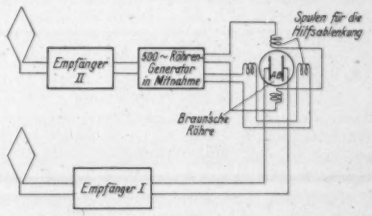


Fig. 4.

so daß der Fluoreszenzfleck für die Dauer des Impulses in Richtung des elektrischen Feldes zwischen A—B abgelenkt wird.

Der zweite Teil der Empfangsanordnung besteht aus einem Röhrengenerator, der den 500-Periodenstrom für die magnetische Hilfsablenkung in der Braunschen Röhre liefert. Dieser Röhrengenerator muß, damit man stehende Bilder erhält, mit der Grundperiode der ausgesandten Impulse, d. h. mit dem 500-Perioden-Generator im Sender synchronisiert werden. Dies geschieht dadurch, daß man mit einem zweiten Empfänger, einem normalen Rundfunkempfänger (oberer Teil von Fig. 4), dieselben Impulse, wie mit Empfänger I aufnimmt[1]), verstärkt und auf den Röhrengenerator einwirken läßt, so daß dessen Frequenz mitgenommen wird. Auf diese Weise folgt dann auch die Frequenz des Röhrengenerators automatisch kleinen Schwankungen der 500-Perioden-Maschine im Sender.

1) Anm. bei der Korrektur: Nach neueren Versuchen wird hierzu gleichzeitig Empfänger I verwendet.

Das Bild, das man am Schirm der Braunschen Röhre bekommt, wenn nur das Signal des Senders wirkt, ist bei Verwendung eines kreisförmigen Drehfeldes zur Hilfsablenkung von der Form Fig. 5. Fig. 6a und 6b zeigen Bilder bei elliptischem Drehfeld mit einem bzw. mit zwei Echos; sie sind in 50 km Entfernung vom Sender aufgenommen worden. Da ein voller Umlauf des Flecks $^1/_{500}$ Sek. entspricht und da man Abstände zwischen Signal und Echo bzw. zwischen zwei Echos von $^1/_{20}$ der Periode, wie sie Fig. 6b zeigt, noch gut trennen kann, so genügt das Auflösungsvermögen der Anordnung für zwei Zeichen, deren Laufzeitunterschied $^1/_{10000}$ Sek. beträgt, was ungefähr einem Wegunterschied von 30 km entspricht.

Der Vorteil der Anordnung liegt in ihrer Einfachheit und leichten Bedienbarkeit, sowie darin, daß unperiodische Zeichen wie atmosphärische Störungen nicht in Erscheinung treten, jedenfalls solange sie unter einer gewissen Grenze bleiben. Die Expositionszeit für photographische Aufnahmen bei Betrieb der Braunschen Röhre mit einer ganz kleinen Influenzmaschine ist ungefähr $^1/_2$ Sek. Während dieser Zeit sind die Echos im allgemeinen konstant.

Die Methode ist auf Veranlassung von Herrn Prof. Zenneck mit gütiger Unterstützung der Notgemeinschaft ausgearbeitet worden, um die im Norden der Alpen auftretenden Echos zu messen.

Über die Ergebnisse dieser Messungen, die unter freundlicher Mitarbeit des Reichspost-Zentralamtes (TRA) München ausgeführt werden, wird später berichtet werden.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 31. Januar 1930.)

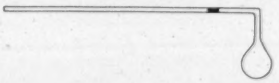
Ein einfaches Übungsgerät zum Nachweis des Gesetzes von Gay-Lussac und zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten der Luft.

Von W. Widder.

An einem Glaskolben von etwa 250 ccm Inhalt wird ein rechtwinkelig umgebogenes Kapillarrohr (innere Weite ungefähr 1 mm) von 1,10 m Länge angefügt, dessen längerer, wagrechter Teil etwa 1 m lang ist und bei gleicher Temperatur in Kolben und Kapillare ungefähr 80 cm vom zugeschmolzenen Ende entfernt einen 2—3 cm langen Quecksilberfaden enthält. Kolben und Kapillare werden (bei trockener Luft) aneinander geschmolzen. Nahe an die Kapillare bringt man durch Stative einen Meterstab (mm-Teilung) so heran, daß am zugeschmolzenen Ende der Kapillare die Teilung beginnt. Der Glaskolben wird durch Stativ und Klemme in einem Kochbecher festgehalten und taucht darin bis zur Kapillare vollständig in Wasser. Ein aufgehängtes Thermometer gibt die Temperatur des Wasserbades und der im Kolben eingeschlossenen Luft an.

Man erwärmt nun durch eine Bunsenflamme nicht zu schnell das Wasser, liest den jeweiligen Stand des links vom Quecksilberfaden in der Kapillare abgesperrten Luftvolumens ab, dabei immer — wegen der Trägheit des Quecksilberfadens — die Kapillare mit der Spitze eines Fingers leicht erschütternd.

Das Volumen der Luft im Kolben und in der Kapillare rechts vom Quecksilberfaden kann ohne Bedenken für diesen Zweck als konstant



betrachtet werden, während das links vom Quecksilberfaden eingeschlossene Luftvolumen (v) seine Temperatur behält (keine Zugluft!).

Ein Versuchsbeispiel soll das Weitere erläutern. Sind $p_1, p_2, \ldots$ die Drucke der bei den Temperaturen $t_1^0, t_2^0, \ldots$ rechts vom Quecksilberfaden, $v_1, v_2, \ldots$ die durch diese Werte bedingten Volumina der anderen, links vom Quecksilberfaden (in der Kapillare) eingeschlossenen Luftmenge, so ist nach dem Gesetz von Mariotte

$$p_1 : p_2 : \ldots = \frac{1}{v_1} : \frac{1}{v_2} : \ldots .$$

In Verwertung dieses Gedankens wurde das Ergebnis einer Versuchsreihe folgendermaßen niedergelegt:

t^0	v (cm)	Zugabe von log v	Zugabe von log $\frac{1}{v}$	p („Einheiten“)	Unterschied
40	79,0	89 763	10 237	12 658	397
50	76,6	88 423	11 577	13 055	404
60	74,3	87 099	12 901	13 459	410
70	72,1	85 794	14 206	13 869	396
80	70,1	84 572	15 428	14 265	

Die Spalte der Druckunterschiede (397, 404, 410, 396) zeigt bereits eindringlich, daß mit gleicher Zunahme der Temperatur auch eine gleiche Zunahme des Druckes verbunden ist. Es

ist also wohl auch

$$p - p_0 = p_0 \gamma t,$$
$$p = p_0 + p_0 \gamma t.$$

Somit schreibt man auf Grund der gewonnenen Werte an:

$$p_0 + 40 p_0 \gamma = 12658 \quad (1)$$
$$p_0 + 50 p_0 \gamma = 13055 \quad (2)$$
$$p_0 + 60 p_0 \gamma = 13459 \quad (3)$$
$$p_0 + 70 p_0 \gamma = 13869 \quad (4)$$
$$p_0 + 80 p_0 \gamma = 14265 \quad (5)$$

und daher, addierend:

$$5 p_0 + 300 p_0 \gamma = 67306$$

oder (I) $\quad p_0 + 60 p_0 \gamma = 13461{,}2.$

Bringt man jetzt nacheinander diese letzte Beziehung mit den Beziehungen (1), (2), (4), (5) zusammen, so erhält man für $p_0 \gamma$ bzw. die Werte

40,16; 40,62; 40,78; 40,19

und als ihr Mittel

$$p_0 \gamma = 40{,}44.$$

Durch Einsetzen in (I) ergibt sich sodann

$$p_0 = 11034{,}8$$

und daher

$$\frac{1}{\gamma} = 272{,}9.$$

Endlich zeigt man jetzt auf Grund der beobachteten Ergebnisse noch, daß für $T = 273 + t$ die Quotienten $\frac{p}{T}$ konstant sind; unsere Werte ergeben:

t^0	$T = 273 + t$	p	$\frac{p}{T}\left(= \frac{p_0}{T_0} = p_0 \gamma\right)$
40	313	12658	40,44
50	323	13055	40,42
60	333	13459	40,42
70	343	13869	40,44
80	353	14265	40,41

Man kann auch anders verfahren, wenn man bedenkt, daß aus

$$v_1 : v_2 = p_2 : p_1$$
$$p_1 = p_0 (1 + \gamma t_1)$$
$$p_2 = p_0 (1 + \gamma t_2)$$

folgt

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{v_2 t_2 - v_1 t_1}{v_1 - v_2}$$

und auf Grund unserer Beobachtungen nunmehr folgende Tafel anlegt:

t^0	v	vt
40	79,0	3160
50	76,6	3830
60	74,3	4458
70	72,1	5047
80	70,1	5608

Durch Kombination von irgend zwei dieser fünf Zeilen ergaben sich für $\frac{1}{\gamma}$ die folgenden Werte:

	50^0	60^0	70^0	80^0
40^0	279	276	273	275
50^0		273	270	274
60^0			268	274
70^0				281

(Mittel: 274)

Andere Versuchsreihen, auch mit kleineren (5^0) und mehr Temperaturintervallen, zeitigten ebenfalls stets sehr gute Ergebnisse (Fehler meist unter 1 Proz.).

(Eingegangen 10. Februar 1930.)

Zur Blitzforschung.

Zugleich eine Erwiderung auf B. Walters Aufsatz (Physikalische Zeitschrift, 30, 261-267, 1929).

Von Oskar Prochnow.

Mit Tafel IV.

Zur Erörterung steht die Echtheit der auf den Tafeln 93, 94 und 160 meines Buches „Erdball und Weltall", Band II (Verlag H. Bermühler) wiedergegebenen Erscheinungen. Herr Professor Dr. B. Walter-Hamburg sieht diese sämtlich als Trugbilder an, als Bilder künstlicher Lichtquellen; ich halte meine Auffassung aufrecht, daß es sich um Abbildungen von Naturerscheinungen, nämlich von Kugelblitzen, handelt.

I. Zur Haunspergerschen Kugelblitz-Aufnahme.

Herr Walter folgert: „Kann es also hiernach keinem Zweifel mehr unterliegen, daß auch die vermeintlichen Kugelblitzbahnen auf Tafel 160 nichts anderes als die mit bewegter Kamera erhaltenen Bilder mehrerer Straßenlaternen darstellen, so erklären sich nun m. E. auch die beiden anderen Erscheinungen in ähnlicher Weise" (S. 266). Es wird angenommen, daß die Lichteinwirkungen auf die Filme von einer oder mehreren sehr nahen Lichtquellen herrühren, die im Beobachtungszimmer brannten „und an denen sich

der Beobachter mit seiner geöffneten Kamera ahnungslos vorbeibewegte". So sollen die mehr oder minder breiten Bahnspuren der Abbildung 1 zustande gekommen sein. Die verschiedene Breite erklärt Herr Walter aus dem verschiedenen Abstande, und die bei den breiteren Streifen größere Unschärfe scheint ihm diesen Ansatz zu bestätigen.

Zu diesen Annahmen kann ich die Erklärung des Herrn Oberamtsrichter C. Haunsperger anführen, daß während des heftigen Gewitters das Licht von der Zentrale ausgeschaltet worden war, daß also im Zimmer überhaupt kein Licht brannte. Wichtig ist die weitere Mitteilung: „Ich glaube mich bestimmt zu erinnern, daß ich noch am gleichen Abend den Film entwickelte, und war sehr erstaunt, als ich den Film als Ganzes entwickelnd, bei der dritten oder vierten Aufnahme, also gegen die Mitte des Films zu, plötzlich auf dem Negativ die schwarze Kugel auftauchen sah". Diese Aussage ist wichtig, damit nicht die andere Annahme komme, daß der Film vorher belichtet worden wäre. Dem entspricht, daß zwei gegenüberliegende Ränder des Films deutlich zeigen, daß mit der Hand zugeschnitten worden ist, daß also das Bild kein Endbild der Reihe gewesen ist.

Über das Zustandekommen des Blitzkugelbildes — des großen hellen Kreises — macht Herr Walter wieder eine Reihe von Annahmen — anstatt den Aufnehmenden zu befragen. Er meint, die Kamera hätte im Zimmer mit geöffnetem Objektiv auf dem Tische gestanden und sei zufällig auf eine mit Milchglaskuppel umgebene elektrische Lampe gerichtet gewesen, die aber zunächst noch nicht gebrannt habe. „Die Lampe wurde dann, vielleicht nur, um den Apparat zu holen, eingeschaltet und nach einigen Sekunden wieder ausgedreht. Diese Zeit genügte, um das kreisförmige Bild zu entwerfen, welches die Aufnahme zeigt". Herr Walter errechnet sogar die Größe der — angenommenen — Lampenkuppel und kommt auf die Größe von 20 cm bei einem Abstand von etwa einem Meter!

Nachdem noch Bemerkungen über die Schärfe der Ränder bei einer solchen Abbildung gemacht worden sind, die ich hier übergehe, kommt für dieselbe Erscheinung eine andere Hypothesis, „daß die Lichtquelle in diesem Falle keine Lampenkuppel, sondern eine kreis- oder ellipsenförmige Mattglasscheibe war, wie sie häufig in den zum Korridor führenden Türen der Wohnzimmer angebracht werden, um dem Korridor mehr Licht zuzuführen. Bei dieser Annahme könnten dann auch die im Innern des hellen Kreises der Aufnahme sichtbaren Linien durch entsprechende Linienzüge auf der Glasscheibe entstanden sein".

Herr Haunsperger hätte aber Herrn Walter auf Befragen ohne weiteres erklärt, daß der Apparat nicht mit geöffnetem Verschluß auf dem Tische gestanden habe, daß in dem Zimmer, aus dem die Aufnahme gemacht worden ist, nicht eine Milchglaskuppel gewesen sei, daß auch das Zimmer nach dem Korridor hin nicht eine Glasscheibe in der Tür gehabt habe.

Wie sachlich sind gegenüber diesen Annahmen des Blitzforschers die Bemerkungen des „Laienphotographen". „Übrigens müßte Herr Walter, wenn er vom Photographieren auch nur einige Ahnung hat, wissen, daß, selbst wenn der Apparat dem Lampenlicht in irgendeiner Weise nahe gekommen wäre, sich bei kurzer Beleuchtung niemals der Kreis so, wie es zu sehen ist, gebildet hätte. Und bei längerer Belichtungszeit hätten Teile der Lampe selbst aufs Negativ kommen müssen." Wenn auch Herr Walter das Negativ nicht gesehen hat, so mußte er doch aus meinen eingehenden Beschreibungen der Abbildungsverhältnisse die große Deckung des Negativs an den Stellen der scheibenförmigen Abbildung erkennen und beachten. Wir müssen daher mit Herrn Haunsperger zu dem Schluß kommen, daß die Beweisführung Walters „gesucht und gekünstelt", unsachlich und unkritisch ist.

Ich möchte dem Kritiker raten, selbst den Versuch zu machen, ein Negativ wie das Haunspergersche durch Benutzung künstlicher Lichtquellen anzufertigen und dann zu sagen, ob es möglich ist, ohne besondere Zurichtungen und Absichten zum Ergebnis zu kommen!

Für die Echtheit dieser Aufnahme sprechen besonders die folgenden Merkmale:

1. Die Silberabscheidung an den Stellen des kreisförmigen Gebildes ist so dicht, daß man hier nur mit besonders zusammengezogenem Licht einer starken Lichtquelle hindurchleuchtet. Eine solche Abbildung kann nicht durch ahnungsloses Belichten durch eine künstliche Lichtquelle zustandekommen.

2. Die Form der Kreisscheibe des Negativs und die von mir durch eine Zeichnung veranschaulichten im Innern unterscheidbaren Umrisse und Teile (Fig. 2) lassen einen Zweifel an der Echtheit der Photographie nicht zu.

Die abgebildeten Bahnformen entsprechen den Angaben über die Bewegung der Kugelblitze. Ihre Randschärfe ist bei den feineren und gröberen die gleiche, soweit man das aus dem Negativ erkennen kann.

Kurz zusammengefaßt liegen hier folgende Hauptmerkmale vor:

1. Die Aufnahme zeigt vier verschiedene Bahnspuren verschiedener Breite mit mäßiger

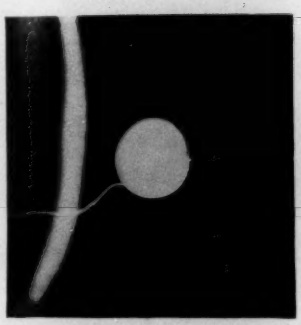


Fig. 1. Blitzkugel und Kugelblitzbahnen.

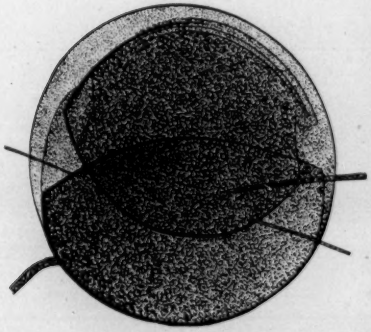


Fig. 2. Schematische Zeichnung der Abgrenzungslinien in der kreisscheibenartigen Abbildung der Blitzkugel der Haunspergerschen Aufnahme.

Fig. 3. Perlenschnurartiger Aufbau eines wellenförmigen Bahnstücks eines Kugelblitzes nach der Aufnahme Th. Mettlers.

Randschärfe, von bogigem, teilweise auffallend sinusartigem Verlauf.

2. Die Aufnahme zeigt weiter ein als fast runde Kreisscheibe dargestelltes Lichtgebilde, das bei kräftiger Durchleuchtung zwei deutlich unterscheidbare Hauptteile erkennen läßt. Der obere dieser Teile zeigt nach oben hin mehrere Umrißlinien, die Flächen verschiedener nach innen zunehmender Silberabscheidung begrenzen.

3. Die waagerecht verlaufende Bahnlinie zeigt an der Stelle, wo sie in der Figur der breiten, fast senkrecht verlaufenden Bahnlinie nahe ist, eine dreifache Unstetigkeit.

Es soll hier nicht näher ausgeführt werden, daß alle diese Merkmale nicht so erstaunlich sind und zum größten Teil bei Kugelblitzen bereits beobachtet wurden, so daß sie theoretisch eingeordnet werden können.

II. Zur Mettlerschen Kugelblitzbahn-Aufnahme.

Diese Aufnahme wird von Herrn Walter darauf zurückgeführt, daß mehrere am jenseitigen Rheinufer brennende Lichtquellen — wahrscheinlich Straßenlaternen — bei den regellosen Hin- und Herbewegungen der geöffneten Kamera entsprechend regellose Linienzüge auf die Platte zeichneten. Den „hauptsächlichsten Beweis" für diese Auffassung sieht Walter darin, daß sich „in dieser Aufnahme mehrere solche, an verschiedenen Stellen der Platte auftretende Linienzüge zeigen, die trotz ihrer sonstigen Regellosigkeit doch unter sich in allen Einzelheiten nahezu vollständig übereinstimmen". Derselbe Einwand war bereits vor der Veröffentlichung von Herrn F. Linke in Frankfurt a. M. erhoben worden, ohne daß ich dadurch von der Unechtheit dieser Aufnahme überzeugt worden wäre.

Jetzt kann ich an Gründen für die Echtheit dieser Aufnahme die folgenden anführen:

1. Wenn man durch Bewegen einer Kamera Lichter abbildet, so entsprechen sich die Linienzüge in weit höherem Grade, als das bei der Mettlerschen Aufnahme der Fall ist. Die Linien verlaufen dann — ich habe mehrere Aufnahmen der Art gemacht — fast genau parallel, während bei der Mettlerschen Aufnahme davon erhebliche Abweichungen vorkommen.

2. Die Deckung der Platte mit dem reduzierten Silber ist an den von den Linien bedeckten Stellen so stark, daß sich das Silber geradezu reliefartig von der Platte abhebt. Macht man dagegen von einer künstlichen Lichtquelle eine solche Aufnahme, so erhält man nur ganz schwache Spuren, wenn es sich nicht um Bogenlampen in glasklarem Gehäuse handelt. Ich habe von einigen Bogenlampen in Milchglaskugeln aus 80 m Entfernung mit der z. Z. wohl empfindlichsten Platte (Herzog Orthoisodux) eine Aufnahme mit bewegter Kamera gemacht und nur viel mattere Abbildungen erhalten. Bogenlampen gibt es jedoch nach Herrn Mettlers Angabe in Vallendar nicht.

3. Die Einwirkungen der Lichtquellen können nicht künstlichen Lichtquellen zugeschrieben werden, weil diese nicht die Wellen des Rheins so stark hätten beleuchten können, daß sie sich scharf abgebildet hätten. Bei längerer Belichtung jedoch müßten die Lichtstreifen auf dem Wasser verwischt erscheinen, was jedoch nicht zutrifft. Es lassen sich vielmehr an einer Stelle sieben einzelne beleuchtete Wellen unterscheiden. Die Belichtung muß also in ganz kurzer Zeit durch ein äußerst helles Gebilde erfolgt sein.

4. Einer der Linienzüge verdient besondere Beachtung. Er verläuft in der ausgeprägten Form einer Sinusschwingung über die Platte hin und zurück und läßt an mehreren Stellen einen perlenschnurartigen Aufbau erkennen, wie ihn uns das Bild 3 zeigt. Ich zähle auf dem hier wiedergegebenen Abschnitt über die reichlich vier Schwingungen etwa 60 hellere Stellen. Die Annahme, daß es sich hier um die Abbildung einer Wechselstromlichtquelle handeln könne, scheidet daher aus dem Grunde aus, weil die Wechselzahl von 100 bei einer Periodenzahl von 50 in der Sekunde es nötig gemacht haben müßte, die Bewegung über die reichlich vier Schwingungen in reichlich einer halben Sekunde auszuführen, also etwa 7—8 Schwingungen in der Sekunde. Es darf wohl als sicher gelten, daß man mit seinem Lichtbildgerät, selbst wenn man es wollte, nicht so wackeln kann.

Ich kann demnach den Zweiflern auch nur anraten, selbst den Versuch mit der Abbildung künstlicher Lichter zu machen.[1])

1) Über die Blitze beim Gewitter am 30. Juni 1927 über der Rheingegend bei Vallendar schreibt mir Herr Dr. med. Steinkamp aus Vallendar am 25. September 1929:

„Es ist mir allerdings schwer, nach zwei Jahren unter voller Verantwortung noch ein genaues Bild des damaligen Gewitters zu geben. Ich schicke jedoch voraus, daß ich das, was ich sage, auch wirklich gesehen habe.

Die Blitze, die an dem Abend den Himmel erleuchteten, waren zum größten Teil vollständig waagerecht und zwar in geringer Höhe über dem Rhein-

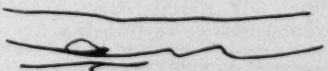


Fig. 4. Nachzeichnung einer von Dr. med. Steinkamp aus dem Gedächtnis gemachten Skizze von Bahnteilen der über dem Rhein bei Vallendar am 30. Juni 1927 sich bewegenden Blitze.

III. Zur Süringschen Blitzaufnahme.

Drei Punkte sind es hier, in denen sich die Auffassung B. Walters von meiner unterscheidet, Ich hielt und halte es für unwahrscheinlich, daß die fünf hellen Bahnen am linken Rande der Bilder auf den Tafeln IV und V dieser Zeitschrift[1]) nacheinander durchlaufen worden sind und durch Windversetzung erklärt werden können. Versucht man, diese Bahnen zu isolieren, so findet man, daß sie weite Strecken sich decken, so daß die Annahme einer perspektivischen Verdeckung der an sich als räumlich getrennt anzunehmenden Bahnen mathematisch unwahrscheinlich genannt werden muß. Das habe ich bereits in meinem Buche „Erdball und Weltall" kurz angegeben.

Weiter ist es im mathematischen Sinne unwahrscheinlich, daß der von Herrn Walter angenommene Wirbelwind sich über Hunderte von Metern Höhe gleichmäßig erstreckt hat und nach einer Fünftelsekunde wieder gleichmäßig durch die ganze Schichtenfolge einem Zustand gleichförmiger Bewegung gewichen ist.

Schließlich sind doch im Büschel vorstoßende Entladungen bei unseren Geräten bekannt, so daß mein Ansatz nur eine Parallele bedeutet.

Weiter halte ich die Form der geschichteten Entladung, wie sie sich beim Süringschen Blitz zeigt, für so merklich verschieden von der vordem bekannten, daß ich eine Zurückführung auf die Stoßionisationserscheinungen in Geißlerschen Röhren nur als Fingerzeig und nicht als Lösung gelten lassen kann.

Schließlich kann ich auch dem nicht beistimmen, daß der so eigenartig geformte, unregelmäßig streifige Lichtschein, den die Tafel 90 meines Buches vergleichsweise gut, wenn auch nicht so wie das Glasbild zeigt, auf den photographisch-chemischen Vorgang zurückgeführt werden könne. Ich weiß, daß man in Kolloiden Streifungserscheinungen hervorrufen kann, doch sind diese regelmäßiger und zeigen nicht eine so eng an die Blitzform sich anlehnende Gestalt, wie es auf dem Glasbild der Aufnahme zu erkennen ist.

Zusammenfassung.

Die negative Kritik B. Walters an den Kugelblitzbildern meines Buches „Erdball und Weltall" wird nicht anerkannt.

Für die Echtheit der Bilder spricht die auffällige Schwärzung der belichteten Negativteile, die auf besonders hohe Helligkeit der dargestellten Gebilde schließen läßt. Weder die Form der Blitzkugel der Haunspergerschen Aufnahme noch die streckenweise perlenschnurartig verjüngte Form der an jenen Stellen sehr deutlich sinusartigen Bahnform aus der Mettlerschen Aufnahme kann künstlich ohne besondere Zurichtungen nachgeahmt werden.

Es geht daher nicht an, diese Bilder als Aufnahmen von „Laien" abzutun; vielmehr sind sie als wesentliche und seltene Natururkunden zu werten und im Zusammenhang mit den anderen Blitzbildern, insbesondere mit den Perlenschnurblitzen, auszudeuten.

Die Süringsche Blitzaufnahme läßt bezüglich der kräftigen Randentladungen, der streifig-faserigen geschichteten Querentladung sowie des eigenartig strukturierten Lichtscheins die von mir bei ihrer Veröffentlichung gegebene Deutung durchaus zu.

(Eingegangen im Mai 1929.)

spiegel. Verschiedentlich waren sie zu drei oder vier übereinander, gleich Linien auf einem Blatt Papier. Manchmal wurden die waagerechten Blitze unterbrochen und von Kugelblitzen, die aus größerer Höhe kamen — „unterbrochen" heißt in der Zeitfolge, nicht in der Blitzlinie. — Soweit ich mich noch aus meinem physikalischen Unterricht erinnere, waren diese Blitze mit elektrischen Entladungen kaum zu vergleichen. Die Schleifenbildungen bei den beobachteten Blitzen waren der Art, wie ich sie wohl am besten hier graphisch darstelle".

„Die Blitze waren so zahlreich, daß man kaum einen Blitz allein sah; es waren fast immer mehrere da. Ich kann nicht sagen, daß man den Eindruck hatte, als ob einzelne Blitze aus einzelnen Lichtpunkten zusammengesetzt gewesen wären".

1) Jahrgang 1929.

BESPRECHUNGEN.

W. Wien u. F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. VIII, 1: A. Eucken, Energie- und Wärmeinhalt. Gr.-8°. XV u. 736 S. mit 235 Abb. Leipzig, Akademische Verlagsges. m. b. H. 1929. Geh. RM 63.—, geb. RM 65.— (außerdem Subkriptionspreise).

In diesem Band VIII des Handbuchs der Experimentalphysik haben wir eine ausgezeichnete Monographie von Eucken vor uns über alles, was zum Verständnis des Energie- und Wärmeinhalts führt und zur Messung und Berechnung desselben aus anderen Daten gehört. Es zeigt sich gerade hier als ein großer Vorteil, wenn ein solches freilich sehr umfangreiches, aber von den anderen Abschnitten der Physik abtrennbares Gebiet auch in einem Handbuch und Sammelwerk wie dem der Experimentalphysik von einem einzigen Verfasser bearbeitet wird, der überdies in allen Teilen des Gebietes durch viele eigene

Untersuchungen sich so gut auskennt, wie Eucken auf diesem. Die Behandlung der einzelnen Teile ist in solchem Fall gleichmäßig und die Abschnitte fügen sich organisch schön zusammen, so daß nicht bloß in dem Inhaltsverzeichnis das ganze Gebiet erfreulich systematisch aufgeteilt ist, sondern auch der Inhalt des ganzen Buches einen äußerst geschlossenen und gleichmäßigen Charakter zeigt.

Dem Gedanken des ganzen Werkes entsprechend behandelt Eucken den Gegenstand vorwiegend vom Standpunkt des Physikers aus, der sich die experimentelle Bestimmung der thermischen Größen angelegen sein läßt oder nach ihr sucht; und so finden wir in großer Ausführlichkeit die Methoden und Apparaturen beschrieben, die zur Messung des Energie- und Wärmeinhalts dienen. Dazu gehört natürlich auch einmal die Darstellung der Theorie dieser Methoden und zweitens die eingehende Diskussion der möglichen Fehlerquellen. Darüber hinaus werden die damit gewonnenen Resultate in systematischer Ordnung mitgeteilt und das Ganze wird zusammengehalten durch den leitenden Faden, den die Thermodynamik liefert, jene vollendete theoretische Behandlung der Wärmelehre, die sich auf all die Einzelergebnisse stützt.

Der Band zerfällt in zwei große Hauptabschnitte, den kürzeren „Allgemeinen Teil" (109 Seiten), in dem wir die Grundlagen der thermodynamischen Zusammenhänge der Zustandsgrößen und einen Überblick über die Bestimmungsmethoden der Kalorimetrie finden, und den umfangreichen „Speziellen Teil" (609 Seiten) mit der Aufgabe, 1. die Abhängigkeit des Energie- und Wärmeinhalts von Temperatur und Volumen bzw. Druck an den festen Körpern, den Flüssigkeiten und den Gasen und 2. die Veränderlichkeit des Energie- und Wärmeinhalts mit der Zusammensetzung des Systems im einzelnen zu behandeln.

Im allgemeinen Teil werden u. a. auch die bei allen Wärmemessungen notwendigen Hilfsapparate besprochen, wobei Gewicht darauf gelegt wird, besonders immer die Vor- und Nachteile der verschiedenen Hilfsmittel und das Methodische (z. B. die Methoden zur Ausschaltung von Wärmeverlusten bei kalorimetrischen Messungen mit Beispielen) hervorzuheben und im übrigen alles das zusammenzustellen, was bei den Messungen gebraucht wird (wie z. B. geeignete Thermometerformen, Rühr- und Heizvorrichtungen, Kalorimetertypen).

Im ersten großen Abschnitt des speziellen Teils finden wir nacheinander für die verschiedenen Aggregatzustände die Darstellung aller noch brauchbaren und hauptsächlich gebrauchten Methoden zur Bestimmung der spezifischen Wärmen, dann die Mitteilung der Meßergebnisse und den Vergleich zwischen Theorie und Erfahrung. In den Unterabteilungen „Feste Körper" und „Gase" wird dabei natürlich häufig Bezug genommen auf die Quantentheorie, deren experimentelle Prüfung ja ein wichtiges Ziel der kalorimetrischen Messungen der letzten Jahrzehnte gewesen ist. Den Abschluß der Unterabteilung „Gase" bildet das Kapitel: Die allgemeinen kalorischen Zustandsfunktionen u und i, ein Kapitel, das u. a. eine eingehende Darstellung des Joule-Thomson-Effekts enthält.

Der zweite große Abschnitt des speziellen Teils zerfällt in die Kapitel „Wärmetönungen im zweiphasigen Einkomponentensystem (latente Wärmen)", „Lösungs-, Mischungs- und Verdünnungswärmen", „Wärmetönungen bei Grenzflächenerscheinungen" und „Wärmetönungen chemischer Reaktionen". Unter den Methoden der Messung chemischer Wärmetönungen sind auch die ganz modernen indirekten Methoden behandelt, die auf Grund der molekularkinetischen und elektronen- und quanten-theoretischen Vorstellungen geschaffen worden sind, mit den durch sie gewonnenen Ergebnissen.

Die Benutzung des Buches, in dem ein sehr umfangreiches Material in großer Vollständigkeit behandelt worden ist, wird erleichtert durch das ausführliche Inhaltsverzeichnis und die übersichtliche Art der Darstellung. Wertvoll sind die Zusammenstellungen der in den verschiedenen Abschnitten behandelten Methoden in Übersichtstabellen (z. B. experimentelle Methoden der Bestimmung von c_p fester Körper, Berechnungsarten der Rotationswärme) und die Wiedergaben der Ergebnisse in zusammenfassenden graphischen Darstellungen, wo solche sich einschalten ließen (z. B. spez. W. des Eisens nach verschiedenen Beobachtern, Molwärme des Wasserstoffs bei tiefen Temperaturen, Nomogramm zur Ermittelung von c_v aus der Debyeschen und aus der Planck-Einsteinschen Funktion).

Das Verständnis der angenehm lesbaren Darstellung wird ferner erleichtert durch zahlreiche gute Abbildungen der beschriebenen Anordnungen und Apparate. Hingewiesen sei auch auf die bequeme Übersichtstabelle der in dem Buche häufiger benutzten Formelzeichen mit Angabe von den Zahlen der Seiten, auf denen die betreffenden Größen genauer definiert sind. Valentiner.

Friedrich Schmid, Das Zodiakallicht, sein Wesen, seine kosmische und tellurische Stellung. Probleme der kosmischen Physik, herausgegeben von Chr. Jensen und A. Schwäßmann, Band XI. Mit einem mehrfarbigen Titelbilde, 22 Abb. im Text, 3 Tafeln und 3 Tabellen. Gr.-8°. X u. 132 S. Hamburg, Henry Grand. 1928. RM 10.50, geb. RM 11.50.

Gestützt auf langjährige Beobachtungen und Messungen vertritt der Verf. die Auffassung, daß das Zodiakallicht der oberste Dämmerungsbogen der Erdatmosphäre, also reflektiertes Sonnenlicht ist. Die stark abgeplattete oberste Atmosphäre, deren Äquator aus der Schwingebene der Erde in die Nähe der Erdbahnebene abgelenkt ist, wird in mehreren 1000 km Höhe als Linsensegment leuchtend und erscheint von unten gesehen als Pyramide des Zodiakallichts, Gegenschein und Lichtbrücke. Das Zodiakallicht gehört danach als „Nachtdämmerung" zur Erdatmosphäre, im Gegensatze zu der Auffassung, die kosmischen Staub in der Ekliptikebene als Ursache annimmt.

Die Darstellung hat große Überzeugungskraft und gibt starke Anregung zur Verfolgung des Phänomens als eines aerophysikalischen Problems, auch durch Anleitung zur Beobachtung, die rein visuell mit unbewaffnetem Auge ausgeführt wird und durch Sternbedeckungen die Lage, Form und Bewegung des Zodiakallichts bestimmt.

Die Spekulationen des Verf. über Zustand und Form der obersten Atmosphärenschichten könnten zwar mehr Kritik vertragen und stehen im Gegensatz zu dem ganz ernst behandelten Hauptgegenstand des Buches, das sich würdig neben das in der gleichen Sammlung erschienene Buch von P. Gruner und H. Kleinert über die Dämmerungserscheinungen stellt und als Förderung für Erkenntnis und Forschung lebhaft zu begrüßen ist. Wigand.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Systemnummer 59: Eisen, Teil A, Lieferung 1. (Geschichtliches, Vorkommen, Das reine Eisen). Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Gr.-8°. 226 S. Berlin, Verlag Chemie G. m. b. H. 1929. RM 33.—.

Eine zusammenfassende Darstellung unserer Kenntnisse über das Eisen fehlte bisher fast völlig. Nur Müllers „Eisen" existierte, das naturgemäß zeitlich einigermaßen überholt ist, dagegen lag dieses Element weder im Abegg-Auerbachschen Handbuch vor, noch in der 7. Auflage des „Gmelin". Um diesem fühlbaren Übelstande abzuhelfen, bringt die Redaktion den Eisenband der 8. Gmelin-Auflage beschleunigt in Lieferungen heraus, von denen nun die erste vorliegt.

Es ist eine Scheidung in zwei Teile geplant: A. das Element Eisen, B. die Verbindungen des Eisens. Die erste Lieferung behandelt Geschichte und Vorkommen, sowie das chemisch reine Eisen. Wegen der außerordentlichen kulturgeschichtlichen Bedeutung des Eisens ist der Rahmen dessen, was „Anorganische Chemie" heißen soll, diesmal, und wohl sicher mit Recht, besonders weit gespannt worden. Wird doch dieser Band in ungleich höherem Maße als andere das Interesse der Bergleute, Hüttenleute und Techniker jeder Richtung finden. Was bei Besprechung des Natriumbandes bereits hervorgehoben wurde (Phys. Zeitschr. 30, 556, 1929), die weitgehende Berücksichtigung technischer und technologischer Tatsachen, soweit sie chemisches Interesse haben, war hier besonders wichtig. Es ist natürlich bei der Fülle des in dieser Richtung über Eisen vorliegenden Materials auch besonders schwer gewesen, hier von sachkundiger Hand die richtige Mitte steuern zu lassen. Zusammenarbeit der bewährten Redaktion mit einem Stabe von Eisenfachleuten als Mitarbeitern gewährleistet die Erreichung dieses Ziels.

Ein Unikum in seiner Art stellt gleich der erste Abschnitt „Geschichtliches" dar. E. Pietsch hat hier unter Mithilfe von R. Wasmuth eine Bibliographie der Kenntnis und Verwertung des Eisens bei allen Völkern und allen Zeiten gegeben, die an Vollständigkeit und Gründlichkeit bewundernswert ist. Die Frage, ob historische Dinge in solcher Breite in das Handbuch gehören, muß gerade beim Eisen seiner überragenden Bedeutung wegen bejaht werden, abgesehen davon, daß die liebevolle und interessante Arbeit der Autoren für sich selber spricht.

In ähnlicher Weise geht der folgende Abschnitt „Vorkommen" aus gleichen Gründen über den sonstigen Gebrauch hinaus. Lagerstättenkundliche und geochemische Behandlung gibt hier den Untergrund für eine ausführliche topographische und chemische Klassifikation der Vorkommen. Wirtschaftsstatistische Angaben, gewissermaßen als aktuelle Fortsetzung des historischen Teils, beschließen den zweiten Abschnitt, dessen Bearbeiter Ramdohr und Ehrenberg sind. Der Abschnitt „Reines Eisen" (O. Meyer) unterscheidet sich, der beschränkteren Verwendung und Bedeutung des reinen Metalls entsprechend, wieder weniger von dem gewohnten Bilde des Handbuches und weist dessen Gründlichkeit und Übersichtlichkeit auf.

Im ganzen läßt sich voraussehen, daß der Eisenband, wenn seine geplanten hundert Bogen vorliegen, mehr sein wird, als ein Band eines guten Handbuches. Er wird ein allseitig durchgearbeitetes Bild eines chemisch, technisch und kulturell gleich bedeutsamen Tatsachenkomplexes sein. G.-M. Schwab.

John R. Carson (American Telephone and Telegraph Co.), Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung. Erweiterte deutsche Bearbeitung von F. Ollendorff und K. Pohlhausen. Mit 39 Abb. im Text und einer Tafel. IX u. 186 Seiten. Berlin, Julius Springer. 1929. RM 16.50; geb. RM 18.—.

In diesem Buche ist eine Reihe von Vorlesungen zusammengefaßt, die der in den Kreisen der Elektrotechnik rühmlichst bekannte Verfasser vor einigen Jahren gehalten hat. Sie waren zunächst im Bell System Technical Journal veröffentlicht und es ist zu begrüßen, daß sie durch die Herausgabe in Buchform nunmehr der Allgemeinheit leicht zugänglich geworden sind. Das klar und knapp geschriebene Buch wird zweifellos sehr dazu beitragen, die Physiker und Ingenieure mit einer Rechenmethode vertrauter zu machen, deren Studium bisher dadurch stark erschwert war, daß sie nur in verstreuten Aufsätzen behandelt und angewendet wurde.

Der Verfasser legt zunächst den Ausgangspunkt und die Aufgabe der Operatorenrechnung am Beispiel der elektrischen schwingfähigen Systeme klar, auf die sie natürlich nicht beschränkt ist und gibt dann eine Darstellung ihrer mathematischen Hauptsätze. Die Operatorengleichungen sind gewissen Integralgleichungen äquivalent, aus denen sich die von Heaviside aufgestellten Entwicklungssätze deduktiv ableiten lassen. Der Verfasser kritisiert die Heavisideschen Methoden, ihre Zuverlässigkeit und Brauchbarkeit für numerische Berechnungen gegenüber der unmittelbaren Behandlung der Integralgleichungen, die sich in manchen Fällen als überlegen erweist und die der Verfasser durch eigene Methoden über den Bereich der Heavisideschen Regeln ausgebaut hat.

Der Teil des Werkes, der den Anwendungen gewidmet ist, bringt eine ziemlich weitgehende Theorie der Strom- und Spannungsausbreitung in elektrischen Übertragungsleitungen und Kettenleitern, sowie in einem der beiden sehr interessanten Schlußkapitel eine Einführung in die Theorie der durch Schaltvorgänge (Kurzschluß, Unterbrechung) hervorgerufenen elektrischen Erscheinungen und der Netze mit veränderlichen Elementen (Mikrophon, Induktionsgenerator). Das letzte Kapitel enthält Betrachtungen über die Anwendung des Fourierschen Integrales auf die Lehre von den Ausgleichsvorgängen.

Ein sehr ausführliches Literaturverzeichnis erlaubt eine rasche Orientierung über die vorhandenen Arbeiten, die grundsätzliche Fragen oder spezielle Anwendungen behandeln.

Die Übersetzer wollen zunächst dem deutschen Leser den Teil der Schwierigkeiten aus dem Wege räumen, der durch die fremde Sprache bedingt ist, haben aber auch durch geschickte Gliederung, durch glücklich gewählte Benennung verschiedener grundlegender Lehrsätze, durch schärfere Gliederung des Stoffes und durch Einsetzen der Ableitungen mehrerer Formeln die Auffassung und das Verständnis wesentlich erleichtert. Ferner verdanken wir ihnen ein Kapitel über die Wanderwellen auf Starkstromleitungen, das in dankenswerter Weise die Anwendungen nach der Starkstromseite hin ergänzt.

Das Buch kann allen denen, die sich mit der Theorie der Ausgleichsvorgänge in schwingungsfähigen Systemen vertraut machen wollen, auf das wärmste empfohlen werden. F. Strecker.

Wilhelm H. Westphal, Physik. Ein Lehrbuch für Studierende an den Universitäten und Technischen Hochschulen. Gr.-8°. XVI u. 536 S. Mit 471 Fig. Berlin, Julius Springer. 1928. Geh. RM 18.—, geb. RM 19.60.

Der mit diesem neuen Buch erstrebte Zweck geht aus den folgenden Sätzen des Vorwortes hervor: „Die Veranlassung zur Abfassung des vorliegenden Buches war der von zahlreichen maßgebenden Fachgenossen immer wieder betonte Mangel an einer elementaren Darstellung der Physik, die nach Möglichkeit auf dem Boden unseres heutigen Wissens zu wurzeln sucht, die insbesondere bestrebt ist, den Aufbau der Materie aus Atomen und Molekülen, wo es irgend durchführbar scheint, zur Grundlage der Darstellung zu machen. Die Methode dieses Buches ist daher im allgemeinen ausgesprochen deduktiv. Der Verf. hat sich bemüht, überall die großen allgemeinen Prinzipien und die fundamentalen Erhaltungssätze sowie unsere heutige Vorstellung vom Bau der Materie an die Spitze zu stellen und die einzelnen physikalischen Gesetzmäßigkeiten von diesem Standpunkt aus zu entwickeln und verständlich zu machen."

Es kann wohl kaum ein Zweifel bestehen, daß das Bestreben, ein solches Lehrbuch zu schaffen, durchaus verständlich und berechtigt ist, und daß Lehrer wie Lernende dem Verf. für die aufgewendete Mühe dankbar sein werden. Denn „unsere heutigen Vorstellungen" über den Aufbau der Materie aus Atomen und Molekülen sind nicht nur in hohem Maße anschaulich, sondern auch durch das Experiment praktisch ebenso sicher begründet wie die „klassischen" Vorstellungen und Gesetze der Mechanik, Elektrizität und Optik. Immerhin nimmt aber den weitaus größten Raum des Buches die Darstellung der klassischen Gesetze der Mechanik (Abschnitt II—VII), der Thermodynamik (Abschn. VIII), der Elektrizität und des Magnetismus (Abschn. IX) und der Optik und allgemeinen Strahlungslehre (Abschn. X) ein, mit denen der Lernende erst vertraut werden soll, bevor er im XI. Abschnitt an die „Quantentheorie und Theorie der Materie" und im XII. Abschnitt schließlich an die Relativitätstheorie herangeführt wird. Der XI. Abschnitt enthält, auf relativ knappem Raum zusammengedrängt, die moderne Atomphysik und einen kurzen, aber klaren Überblick über die neuere Entwicklung der Quantentheorie; in den vorhergehenden Abschnitten finden sich zwar häufige, aber nur kurze Hinweise auf die atomistischen Grundbausteine der Materie. Andererseits ist bemerkenswert, daß ungefähr die Hälfte der zu Anfang des Buches zusammengestellten „wichtigsten physikalischen Konstanten" solche aus der Atomphysik sind.

Im einzelnen mögen noch folgende Bemerkungen gestattet sein: Das an der Spitze des Buches stehende Inhaltsverzeichnis zeichnet sich durch große Ausführlichkeit aus, die das Aufsuchen eines speziellen Gegenstandes sehr erleichtert. Leider fehlt aber dem Buche bis jetzt ein Namenverzeichnis; auch im Text sind leider die Namen bedeutender Physiker meist nur bei sachlichen Bezeichnungen (z. B. „Zeemaneffekt") genannt. (Das letztere ist freilich ein Nachteil, den die deduktive Methode wohl zwangsläufig mit sich bringt, wenn die Geschlossenheit des Aufbaus einigermaßen gewahrt bleiben soll.) Schließlich will es dem Ref. erscheinen, als ob gerade in diesem Lehrbuch der „lichtelektrische Effekt" doch nicht unter der Überschrift „Verschiedene Wirkungen des Lichts" hätte behandelt werden sollen (§ 352); denn die lichtelektrische Wirkung ist nach unserer heutigen Kenntnis nicht irgendeine von verschiedenen Wirkungen des Lichts, sondern die Grundlage der in den anderen Paragraphen behandelten Lichtwirkungen auf die Materie. Später (§ 536) wird zwar der lichtelektrische Effekt noch einmal erwähnt, leider aber zu stark schematisiert (bei den Röntgenstrahlen soll die kinetische Energie der ausgelösten Elektronen im Gegensatz zum sichtbaren Licht gleich $h\nu$ sein; dieser Fall kommt aber, wenn überhaupt, nur als Grenzfall vor!)

Es liegt freilich durchaus nicht in der Absicht des Ref., den unbestrittenen Wert des Buches durch die letzten Bemerkungen irgendwie herabzusetzen; wer die große Arbeit, die in einem so umfangreichen, sorgfältig geschriebenen Buch steckt, zu würdigen weiß, der wird sich auch bewußt sein, daß es viel leichter ist, zu kritisieren und Verbesserungen vorzuschlagen, als die ganze Arbeit neu und ebensogut zu machen. F. Kirchner.

M. v. Rohr, Joseph Fraunhofers Leben, Leistungen und Wirksamkeit. Gr.-8°. XX u. 233 S. Mit einem Titelbild, 39 Abb. und einer Tafel. 1. Auflage. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1929. RM 13.—, geb. RM 15.—.

Dieses Buch, das als 10. Band der von Wilhelm Ostwald herausgegebenen Sammlung „Große Männer" erschien, zerfällt in folgende 5 Abschnitte: 1. die äußeren Lebensumstände, 2. Fraunhofer als technischer Optiker, 3. als Wissenschafter, 4. das optische Institut vom Geschäftsstandpunkte, 5. Fraunhofer in der Geschichte.

Es wird eingehend von der Fortbildung Fraunhofers in der Feiertagsschule und durch Selbststudium sowie von der Schulung des 19jährigen Zöglings durch Reichenbach berichtet. Nachdem Fraunhofer mit 22 Jahren bereits einer der drei Leiter des Münchener optischen Instituts geworden war, wird er durch Guinand in die Kunst, optisches Glas zu schmelzen, eingeweiht. Die Zeit von 1814 bis 1819 — der optische Betrieb war 1807 nach Benediktbeurn verlegt — war erfüllt von besonderen geschäftlichen Erfolgen und wissenschaftlichen Leistungen von anerkannter Bedeutung. Die letzten Lebensjahre des überarbeiteten Fraunhofer sind — trotz äußerer Auszeichnungen — verdüstert worden durch Kränkungen seitens der Akademie und durch Reibungen mit Utzschneider und Reichenbach.

In ein so trübes Leben hat wenigstens die Beschäftigung mit der Wissenschaft seit 1817 — solange liegen seine Arbeiten zur Beugung des Lichtes zurück — einen Strahl der Befriedigung fallen lassen. Die Zustimmung der größten Physiker jener Zeit hat ihm Genugtuung verschafft.

Für Fraunhofer als Techniker liegen viel tiefer eindringende Darstellungen vor: schon 1830 durch Faraday und 1887 durch Abbe. Trotzdem ist hier wie in den beiden letzten Abschnitten in den verschiedensten Richtungen Neues zutage gefördert worden.

Das recht ansprechend ausgestattete Buch — mit Inhaltsverzeichnis, Quellenverzeichnis und Namenweiser versehen — bedeutet eine wesentliche Bereicherung unserer geschichtlichen Kenntnisse. Gründliche Forschungsarbeit hat uns hier zum ersten Male eine umfassende, von Legendenbildungen freie Darstellung des Lebens, der Leistungen und der Wirksamkeit des ersten deutschen Optikers gegeben.

H. Hartinger.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. I. Band, 3. Teil, 11. Auflage.

Akustik. Bearbeitet von E. Waetzmann, Breslau, unter Mitwirkung von P. Cermak, J. Friese, A. Kalähne, E. Meyer, K. Schuster. 484 S. mit 393 Abb. Braunschweig, Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, A.-G. 1929. Geb. RM 32.—.

Inhalt: Allgemeine Wellenlehre; Grundphänomene des Schalles und Gliederung des Tonbereiches. (Schallarten, Sekundäre Klangerscheinungen, Ponderometrische Wirkungen, Gliederung des Tonbereiches); Das Hören; Primäre Schallgeber (Saiten, Stäbe und Platten, Luftmassen, Musikinstrumente, menschliche Stimmen); Schallempfänger und sekundäre Schallgeber (Klanganalyse, Schallwiedergabe); Messung der Schallintensität; Ausbreitung des Schalles (Fortpflanzungsgeschwindigkeit, gestörte Ausbreitung, Interferenz und Siebketten, Raum- und Bauakustik).

Die hier kurz angegebene Inhaltsangabe läßt bereits erkennen, daß gegenüber dem akustischen Abschnitte in der 10. Auflage eine fast völlige Erneuerung und erhebliche Erweiterung des behandelten Stoffes eingetreten ist.

Dies hängt wohl in erster Linie damit zusammen, daß die Akustik gerade in den letzten Jahren eine vielseitige Behandlung erfuhr und daß damit die Erkenntnisse auf diesem Gebiete erheblich vertieft und gefördert wurden.

Von der Absicht ausgehend, ein Lehrbuch für Anfänger zu schaffen, wurde eine klare, übersichtliche Zusammenfassung des heute vorliegenden wertvollen Forschungsmateriales der physikalischen und technischen Akustik ausgearbeitet, die auch dem wissenschaftlich arbeitenden Schalltechniker grundlegende Anregung und Hilfe geben kann.

Die Akustik ist eine derjenigen technisch-physikalischen Forschungs- und Lehrgebiete, auf denen in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte erzielt wurden. Der Anstoß hierzu kam zumeist von der technischen Seite; technische Forderungen waren zu erfüllen, schalltechnische Störungen und Nachteile im täglichen Leben mußten beseitigt werden. Somit steht die technische Akustik und damit das gesamte Forschungsgebiet der Akustik heute mitten in der Entwickelung, inmitten der dauernden Wechselwirkung zwischen Wissenschaft und Technik.

Es ist daher ein großes Verdienst des verantwortlichen Bearbeiters E. Waetzmann, daß er durch geeignete Wahl der Mitarbeiter, bei strenger Wahrung einer einheitlichen Linie die große Mannigfaltigkeit der Probleme und Anwendungsgebiete der Schalltechnik zum Ausdruck brachte und dadurch dem Buch einen plastisch wirkenden, dauernd anregenden Inhalt gab. Unterstützt wird diese Tatsache durch die Aufnahme der vielen Abbildungen aus neueren und neuesten Veröffentlichungen.

Ein Zeichen der raschen Weiterentwickelung der schalltechnischen Erkenntnisse ist, daß einige Abschnitte der z. Zt. aktuellsten praktischen Probleme, z. B. Schall- und Erschütterungsisolierung, Raumakustik, schalltechnische Erforschung des Erdinnern und der Atmosphäre in der kurzen Zeit seit Erscheinen des Werkes in vielen Teilen bereits wieder über dessen Inhalt hinausgewachsen sind. Eine entsprechende Berücksichtigung bei einem gelegentlichen Ergänzungsband wird erforderlich sein (z. Teil sollten die Fragen nicht nur in anderen Teilen des Handbuches, wie z. B. die Akustik der Atmosphäre in Bd. V, sondern auch ausführlicher in der vorliegenden Arbeit zu finden sein).

Die vorliegende Bearbeitung des schalltechnischen Teiles des Müller-Pouillets-Lehrbuch der Physik ist ein Werk, zu dem man die Verfasser und Herausgeber beglückwünschen kann. Man kann nur wünschen, daß diese überragende Zusammenfassung in die Hände vieler Leser kommt und ihnen die Fülle der darin enthaltenen Grundlagen und Anregungen vermittelt. Reiher.

Harry Fletcher, Speech and Hearing. New York, D. van Nostrand Company, Inc. 391 S. u. 154 Abb. Geb. $ 5.50.

Inhalt: Menschliche Sprache, (Mechanismus, Charakteristische Eigenschaften, Frequenzen, Sprachlautstärke); Musik und Geräusche; Hören, (Mechanismus, Grenzen, Schwellenwerte, Meßmethoden); Wahrnehmung von Sprache und Musik, (Lautheit, besondere Kennzeichen, Reizschwellen, Beeinflussung der Sprachlaute z. B. durch Frequenzverzerrung, fremde Geräusche und Schwerhörigkeit usw.).

Seit etwa 15 Jahren beschäftigt sich das Forschungs-Laboratorium der Bell Telephon Co. mit dem Problem der Überwachung und Analyse der menschlichen Sprachlaute und des Hörens. In Anlehnung an die Gesetze der Elektrizitätslehre und der mechanischen Schwingungslehre sollten die akustischen Zusammenhänge des Sprechens und Hörens gesetzmäßig festgelegt werden.

Die Verfolgung dieser Aufgabe machte die Schaffung genauer Meßinstrumente erforderlich, mit deren Hilfe eine verzerrungsfreie Aussendung, Übertragung und Aufnahme akustischer Schwingungen möglich war. Dabei wurde fast ausnahmslos angestrebt, dies mit Hilfe elektrischer Hilfsmittel zu bewerkstelligen.

Über einen Teil der bei der Lösung dieses umfangreichen Aufgabengebietes gewonnenen Ergebnisse hat 1926 J. B. Crandell in seinem Werk „Vibrating systems and sound" (gleicher Verlag) berichtet. Das vorliegende Buch enthält einen weiteren Teil der gefundenen Zusammenhänge und Klarstellungen. Dabei ist ausdrücklich darauf hingewiesen, daß es sich bei den meisten Mitteilungen, bedingt durch die rasche Weiterentwicklung der schalltechnischen Erkenntnisse, fast nirgends um abgeschlossene Feststellungen handeln kann.

Das Buch enthält grundlegende Festlegungen, so z. B. über das seit langer Zeit von der Bell Co. benützte und in den Vereinigten Staaten übliche Maßsystem der „Sensation unit" zum Messen und Vergleichen von Schall- bzw. Lautstärken, über absolute Schallstärken der Sprachlaute und Musiktöne, über physiologische Zusammenhänge der Sprach- und Hörorgane u. a. m.

Die meisten der mitgeteilten Ergebnisse lassen erkennen, wie sehr das Vorhandensein einer systematisch entwickelten und reichlich vorhandenen Versuchsapparatur in der Hand geeigneter Wissenschaftler die grundlegende Voraussetzung zur Klärung der verwickelten Zusammenhänge der Schalltechnik ist.

Das Werk verdient, besonders wegen der in ihm entwickelten neuen Gesichtspunkte und der vielen Versuchsergebnisse, Folgerungen und Anregungen einen gleichwertigen Platz neben den anderen Veröffentlichungen der Bell Telephon Laboratorien und neben den inländischen schalltechnischen Werken.

Reiher.

Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, V. D. I., Verlag, Berlin 1928, Heft 310. 23 Abb. und 9 Zahlentafeln. (Mitteilungen aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) RM 3.50.

1. M. Jakob und S. Erk, Der Wärmeübergang beim Kondensieren von Heiß- und Sattdampf.

Der Anlaß zu der Arbeit ist die in letzter Zeit öfters aufgeworfene Frage, ob es zweckmäßig sei, zum Beheizen von Verdampfern, Vorwärmern und ähnlichen Apparaten überhitzten Dampf unverändert zu verwenden, oder ob man ihn erst durch Einspritzen von Wasser in Sattdampf verwandeln soll. — Durch die Versuche wurde festgestellt, daß die beim Kondensieren von Satt- und Heißdampf abgegebene Wärmemenge mit steigender Wandtemperatur abnimmt und mit steigender Dampfgeschwindigkeit wächst. Durch Einführung des Begriffes „Gütegrad des Wärmeüberganges" kann nachgewiesen werden, daß der Wärmeübergang von kondensierendem Heißdampf im allgemeinen etwas besser ist als der von Sattdampf.

2. M. Jakob, Die Verdampfungswärme des Wassers und das spezifische Volumen von Sattdampf für Temperaturen bis 210° C.

Die Untersuchungen führten im Bereich von 180 bis 210° C zu den folgenden Werten für die Verdampfungswärme r des Wassers und für das spezifische Volumen v'' von Sattdampf.

Temperatur $m°$ C	Druck p kg/cm²	r kcal/kg	v'' m³/kg
180	10,2	480,6	0,1938
190	12,8	471,9	0,1562
200	15,9	462,8	0,1271
210	19,5	453,2	0,1041

Auf S. 19 der Arbeit sind die hier auszugsweise angegebenen Werte in den Grenzen von 30 bis 210° C mitgeteilt, zusammen mit denen von Henning bis 180° C gefundenen Werten für die Verdampfungswärme und mit denen von Knoblauch, Linde und Klebe festgestellten spezifischen Volumen. Die Genauigkeit der Versuchsergebnisse wird mit 2 v. T. angegeben.

Die beiden Arbeiten zeigen erneut die Präzision der Versuchsapparatur, die Zuverlässigkeit der Messungen und Versuchsergebnisse und die Klarheit der Auswertung und Darstellung, die für M. Jakobs wissenschaftliche Arbeiten und Veröffentlichungen charakteristisch sind. Reiher.

O. v. Schubert, Die dreijährige Luftdruckwelle. Darstellung ihres Verlaufs auf der ganzen Erdoberfläche. Veröffentl. d. geophysik. Inst. d. Univ. Leipzig. (Dir. Prof. Dr. L. Weickmann). Zweite Serie. Spezialarbeiten aus d. geophys. Inst. Bd. 3, Heft 6, S. 337 bis 368. Mit 3 Tabellen, 5 Figuren und 11 Karten, davon 8 auf 1 Tafel. Leipzig, Talstr. 38. 1928.

Das geophysikalische Institut der Universität Leipzig hat ausgehend von der Entdeckung der Symmetriepunkte durch seinen Direktor L. Weickmann in den letzten Jahren in systematischer Weise an dem Wellenproblem der Atmosphäre weitergearbeitet und bereits wertvolle Zusammenhänge über die allgemeine Zirkulation aufgedeckt. Während die ersten Arbeiten mehr die kurzperiodischen Schwingungen (nach Tagen) behandelten, hat man sich neuerdings auch den Perioden längerer Dauer (nach Jahren) zugewandt. Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit der dreijährigen Luftdruckwelle; auf diese Periode wurde der Verfasser im Anschluß an die Arbeiten anderer Forscher durch die Tatsache geführt, daß die weitaus größte Zahl der zur Verfügung stehenden Luftdruckkurven Maxima in Abständen von drei Jahren zeigten; als Analysenintervall wurde der Zeitraum 1896—1905 ausgewählt, in dem die dreijährige Schwingung möglichst störungsfrei auftritt. Da bei langjährigen Schwingungen aller Wahrscheinlichkeit nach die ganze Atmosphäre beteiligt ist, mußte die Untersuchung auf die ganze Erdoberfläche ausgedehnt werden, wofür insgesamt 73 Stationen zur Verfügung standen. Die Darstellung war die gleiche wie bei den früheren Arbeiten der Leipziger Schule; indem an Hand der harmonischen Analyse Isamplituden- und Isophasenfelder für die ganze Erdoberfläche gezeichnet wurden. Die Tatsache, daß diese Felder ein kontinuierliches und plausibles Gesamtbild ergeben, ist eine Bestätigung der Realität der gewählten Periode.

Das Ergebnis der Untersuchung kann kurz folgendermaßen zusammengefaßt werden: Die dreijährige Luftdruckwelle geht von den äquatorialen Gegenden in meridionaler Richtung aus. Als Sekundärerscheinung zeigen sich auf beiden Hemisphären stehende zonale Wellen, welche ihre Entstehung den maritim-kontinentalen Gegensätzen verdanken. In Übereinstimmung mit Untersuchungen von Berlage und Defant ergibt sich, daß es sich bei der dreijährigen Luftdruckwelle um eine bevorzugte Eigenschwingung der Atmosphäre handelt. Durch irgendeinen äußeren Impuls (z. B. Lockerausbrüche von Vulkanen) wird eine ursprüngliche Temperaturabweichung in den niederen Breiten hervorgerufen, welche rhythmische Schwankungen der allgemeinen Zirkulation und dadurch solche der Druckverteilung erzeugt. In einem Beispiel wird auf die Bedeutung der dreijährigen Welle für die nordatlantische Zirkulation hingewiesen, indem durch Schwächung oder Verstärkung des Golf- bzw. Polarstroms Klimaschwankungen hervorgerufen werden.

R. Defant, Meteorologie. Fünfte, umgearbeitete Aufl. unter Benutzung der 3. Aufl. von W. Trabert. Mit 38 Fig. und 7 Tafeln. Sammlung Göschen Nr. 54. Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter & Co. 1929. Geb. RM 1.80.

Das vorliegende Büchlein erfüllt nach Form und Inhalt voll und ganz seinen Zweck: dem großen Publikum eine allgemeinverständliche Einführung in die Meteorologie zu geben. Defant hat, so weit irgend möglich, die Diktion Traberts beibehalten und nur notwendige Ergänzungen angefügt. Neu verfaßt sind entsprechend den jetzigen Anschauungen die Abschnitte „Atmosphärische Störungen; das Wetter", sowie „Wettervorhersage". Die Abschnitte „Luftelektrizität" und „Atmosphärische Lichterscheinungen" wurden in der neuen Auflage weggelassen. Dem Heftchen ist weiteste Verbreitung zu wünschen.

Peregrin Zistler.

H. Haalck, Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik. Sammlung Geophysikal. Schriften, Heft 10. VIII u. 205 S. Mit 85 Fig. im Text. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1929. Geh. RM 16.80.

Der Verf. gibt zunächst einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der gravimetrischen Aufschlußmethoden und geht dann auf die Messung der Richtungs- und Intensitätsstörungen ein, zu der in erster Linie das Sternecksche Pendel dient, dessen Theorie ziemlich eingehend erörtert wird. Der Hauptteil des Buches beschäftigt sich jedoch mit den verschiedenen Arten der Drehwaage und deren Theorie sowie mit der Bearbeitung der mit der Drehwaage gefundenen Messungsergebnisse. In den Schlußabschnitten werden Anwendungen der Methoden in der Praxis und Entwicklungsmöglichkeiten erörtert.

Das Buch gibt einen guten, jedoch vorwiegend theoretischen Einblick in die Materie. Praktische Beispiele zu Teilproblemen sind vereinzelt eingestreut. Die eigentlichen Beispiele aus der Praxis der Drehwaagenmethode beschränken sich auf S. 174—182. Ein Überblick über die Gebiete, in denen nach der ziemlich umfangreichen Literatur die Methode benutzt wurde, wäre sehr erwünscht gewesen. Im übrigen erleichtern die zahlreichen Abb. und Kurven wesentlich das Verständnis, und eine Reihe von teils in der Literatur zerstreut gewesenen, teils neuausgearbeiteten Tabellen ist von besonderem Wert. Gutenberg.

Henrik Lundegârdh, Die quantitative Spektralanalyse der Elemente und ihre Anwendung auf biologische, agrikulturchemische und mineralogische Aufgaben. Gr.-8°. VI u. 150 S. Mit 43 Abb. u. 13 Tafeln. Jena, Gustav Fischer. 1929. Brosch. RM 18.—, geb. RM 20.—.

Der Verfasser hat in dem vorliegenden Werke seine Erfahrungen auf dem Gebiete der quantitativen Spektralanalyse niedergelegt. Theoretische Auseinandersetzungen sind vermieden und der Nachweis der Anwendbarkeit dieses neuen Hilfsmittels der Mikrochemie auf verschiedenen Gebieten der Forschung und Technik ist in den Vordergrund gerückt.

Im ersten Kapitel werden die Arbeiten von Hartley, de Gramont, Gerlach & Schweitzer in Kürze besprochen. Das folgende Kapitel ist der quantitativen Spektralanalyse auf Grundlage der Flammenspektra gewidmet. Hier findet eine ausführliche Beschreibung der vom Verfasser verwendeten Apparatur Platz, die gegenüber älteren Methoden große Vorteile bietet. Zerstäuber, Brenner, Flammenregler, Spektrograph und Photometer sind ausführlich geschildert, ebenso, unter Anführung vieler Beispiele, der Analysengang. Eine Tabelle gibt die Elemente an, für die die beschriebene Methode Anwendung finden kann und in einem längeren Abschnitt finden sich Angaben über die Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit der Methode. Ein kurzer Abschnitt über die direkte Photometrie des Flammenspektrums beschließt das Kapitel.

Das dritte Kapitel ist der Verwendung der Funkenspektren gewidmet. Die Apparatur wird genau beschrieben und Änderungen gegenüber schon bestehenden Methoden begründet. Das von dem Verfasser eingeführte Prinzip der Leitlinien wird besonders eingehend begründet und erläutert. Da die Helligkeit des Elektrodenspektrums kein Maß für die Linien der Lösung bildet, wird der untersuchten Lösung ein Leitstoff beigegeben, dessen Linien für den Intensitätsvergleich herangezogen werden. Zahlreiche Beispiele erläutern die Meßmethode. Wellenlängentafeln zum Gebrauch bei der Funkenspektroskopie und eine Zusammenstellung der geeignetsten Linien von 40 Elementen mit Analysenbeispielen und eine Diskussion der Analysengenauigkeit bilden den Rest des Kapitels.

Die Verwendbarkeit der quantitativen Spektralanalyse auf verschiedenen Gebieten wird in dem letzten Kapitel IV besprochen.

Dreizehn ausgezeichnete Tafeln nach Originalaufnahmen des Verfassers illustrieren die Methoden und erleichtern den Anfängern das Arbeiten. Es ist zu hoffen, daß auch dadurch die Einführung der quantitativen Spektralanalyse in die biologischen Wissenschaften gefördert wird.

Die Ausstattung des Buches ist mustergültig.

K. W. Meißner.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität München Dr. Ferd. Schlemmer für pharmazeutische und Lebensmittelchemie, an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Arnold Scholz für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. A. Simon zum a. o. Professor ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Johannes Goergens.

Gestorben: Das Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Geh. Regierungsrat Professor Dr. Ernst Gumlich, der Herausgeber der Scientia, Professor für Theoretische Philosophie an der Universität Mailand Dr. Eugenio Rignano.

Gesuche.

Theoretischer Physiker
mehrere Arbeiten (Hydrodynamik, Wellenmechanik),
sucht Assistentenstelle
an Universität oder technischer Hochschule.
Angebote erb. unt. S.H. 25 an den Verlag der Physik. Ztschr.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.